ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УЗЛОВ РЛС

В. И. ВЛАСОВ, Я. И. БЕРМАН

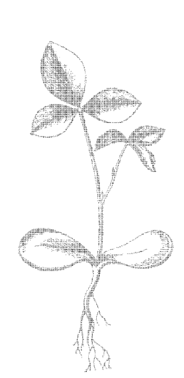
ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УЗЛОВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

СУДПРОМГИЗ · 1961

В. И. ВЛАСОВ, Я. И. БЕРМАН

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УЗЛОВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ





ГОСУДАРСТВЕННОЕ СОЮЗНОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
СУДОСТРОИТЕЛЬНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ
Ленинград
1961

В книге излагаются вопросы проектирования некоторых высокочастотных элементов аппаратуры сверхвысоких частот. Даются методы расчета излучающих устройств, линий передачи и других высокочастотных узлов. Рассмотрено также применение ферритовых устройств в волноводных трактах.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, занимающихся проектированием аппаратуры, работающей в диапазоне сверхвысоких частот. Книга может быть использована в высших и средних технических учебных заведениях в качестве учебного пособия.

ВВЕДЕНИЕ

К высокочастотным устройствам радиолокационных станций относятся элементы, предназначенные для передачи энергии токов высокой частоты, преобразования ее в электромагнитную энергию поля и обратно, т. е. для излучения и приема электромагнитных волн.

В настоящее время для диапазона СВЧ разработано много различных типов излучающих устройств и схем передачи энергии. Техника СВЧ является самостоятельной обширной отраслью радиотехники со специфическими методами расчета и конструирования. В книге рассматриваются, в основном, вопросы, связанные с проектированием антенных систем, линий передач и некоторых высокочастотных элементов, входящих в высокочастотный тракт радиолокационных станций.

Для каждого вида высокочастотного устройства даются основные теоретические положения, методика и пример расчета.

При проектировании высокочастотных устройств значительное место занимает экспериментальная отработка, с которой тесно связаны специальные измерения параметров высокочастотных устройств. Материалы об этих измерениях приведены в отдельных разделах.

Книга состоит из четырех глав. В главе I изложены вопросы проектирования различных типов антенн судовых РЛС и их устройств. В главе II рассмотрено проектирование линий передач сверхвысоких частот. В главе III изложена теория ферритовых устройств, применяемых в трактах радиолокационных станций. В главе IV приведен расчет некоторых высокочастотных элементов, входящих в радиолокационную станцию (антенных переключателей, направленных ответвителей и др.). В приложениях к книге приведены сведения по высокочастотным фидерам, даны таблицы специальных функций, необходимых при расчете некоторых высокочастотных устройств, и другие вспомогательные материалы.

Авторы приносят благодарность научному редактору книги С. И. Портному за ряд ценных советов и замечаний. Авторы благодарны рецензенту канд. техн. наук А. Г. Кислову, замечания и советы которого учтены при подготовке рукописи к печати.

Все замечания и отзывы по книге авторы просят направить по адресу: Ленинград, Д-65, ул. Дзержинского, 10, Судпромгиз.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

A — функция напряженности
a — полуось, ширина, радиус, отношение сопротивлений
B — магнитная индукция, реактивная проводимость, вентильный коэффициент
b — полуось, вертикальный размер
C — емкость, коэффициент, функция
c — скорость света в свободном пространстве, полуось
D — коэффициент направленного действия; размер раскрыва, диаметр
d — расстояние, диаметр, толщина
E — напряженность электрического поля
e — заряд
F — фокус, сила, знак функции
f — фокусное расстояние, частота, функция распределения амплитуды
W — волновое сопротивление, знак функции промежуточный коэффициент
M — внутренняя намагниченность
M — число зон
m — масса, число этажей, порядковое число, коэффициент
N — число элементов антенны
n — показатель преломления, нормаль, порядковое число, коэффициент трансформации
P — мощность
p — число секций антенны
Q — добротность
q — отношение коэффициентов направленного действия
R — активное сопротивление, радиус длина рупора
r — радиус нормированное активное сопротивление
S — площадь, шаг спирали
s — расстояние между элементами зеркала
G — активная проводимость
g — активная проводимость
H — напряженность магнитного поля, высота центра антенны, функция
h — высота, напряженность магнитного поля
I — величина тока
J — знак функции
i — орт оси иксов
j — орт оси игреков
K — знак функции, момент количества движения
k — волновое число, коэффициент
$K_{б.в}$ — коэффициент бегущей волны
L — индуктивность, длина антенны
l — длина
δ — угол потерь, глубина, ширина зазора
ε — диэлектрическая проницаемость, коэффициент усиления
T — период; коэффициент передачи энергии
T — температура
t — время, корень уравнения расстояние
V — разность потенциалов, функция
v — скорость
X — реактивное сопротивление
x — расстояние, координата точки
U — полная проводимость
Z — полное сопротивление
z — расстояние, координата точки
α — фазовая постоянная угол
β — затухание угол амплитудный коэффициент

γ — постоянная распространения, угол

Δ — спад поля, разность, укорочение вибраторов

Δf — полоса пропускания

Φ — отношение полуосей, магнитный поток

Φ — функция

ξ — функция, коэффициент укорочения волны

η — коэффициент полезного действия функция, волновое сопротивление

θ — угловая координата

λ — длина волны в свободном пространстве

$\lambda_{кр}$ — критическая длина волны

$\lambda_в$ — длина волны в волноводе

μ — магнитная проницаемость, коэффициент использования поверхности

ρ — расстояние от фокуса до зеркала

σ — удельная проводимость, коэффициент

τ — время

ψ — угловая координата, магнитномеханическое отношение

φ — угловая координата, фаза

ω — круговая частота

$Э$ — эффективность

$\mathfrak{m}$ — магнитный момент

Γ — коэффициент отражения

ГЛАВА I

ПРОЕКТИРОВАНИЕ АНТЕННЫХ УСТРОЙСТВ

§ 1. Обзор типов антенн и методов их расчета

Разнообразие задач и работа радиолокационных станций в различных поддиапазонах ультракоротких волн привели к разработке антенных систем с самыми разнообразными электрическими параметрами и конструктивными решениями.

Антенны, применяемые в диапазоне СВЧ, можно разделить на шесть групп:

1. Вибраторные, элементами которых являются вибраторы, выполненные из тонкой проволоки или труб (в первом случае диаметр проволоки намного меньше длины волны, во втором соизмерим с длиной волны).
2. Щелевые.
3. Акустические, представляющие собой металлические рупоры различной формы.
4. Оптические — зеркальные и линзовые.
5. Антенны с вращающейся поляризацией — спиральные и рупорные.
6. Антенны поверхностных волн — диэлектрические стержневые и плоскостные с ребристой структурой или диэлектрическим покрытием.

К вибраторным относятся антенны, выполненные в виде решеток вибраторов (многовибраторные антенны), и антенны типа «волновой канал». Оба типа систем получили распространение в радиолокационных станциях обнаружения и телевизионных установках, где используются волны дециметрового и метрового диапазонов.

Подобные антенны представляют собой совокупность дискретных излучателей в виде ряда активных и пассивных вибраторов. Рассчет диаграмм направленности таких антенн базируется на теории пространственной решетки дискретных исчточников электромагнитных волн.

В отличие от синфазных многовибраторных антенн вибраторы антенны «волновой канал» возбуждаются со сдвигом по фазе. Амплитуды токов в вибраторах не считаются равными.

Щелевые антенны используются в радиолокационных станциях обнаружения и навигации; они удобны в эксплуатации благодаря их малым габаритам.

Щелевые антенны выполняются в виде волноводов прямоугольного или круглого сечения, на поверхности которых нарезаются щели с шириной, много меньшей длины волны. Такие узкие щели можно рассматривать как линейные вибраторы. Поэтому, основываясь на принципе «двойственности», доказанном А. А. Пистолькорсом, для расчета поля излучения щелевых антенн можно использовать метод расчета диаграмм направленности пространственных решеток, составленных из металлических полуволновых вибраторов.

Сущность метода расчета рассмотренных антенн заключается в определении поля в некоторой точке пространства по известным значениям тока в вибраторах и известному взаимному расположению вибраторов.

Антенны акустического и оптического типов применяются в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн и имеют ту отличительную особенность, что их размеры значительно больше длины волны. В таких системах поле излучения формируется не дискретными излучателями, а излучающими поверхностями — волновым фронтом.

Для расчета поля излучения антенн, создающих волновой фронт, можно использовать методы, заимствованные из оптики, а также методы, применяемые в метровом диапазоне волн.

Вычисление диаграмм направленности таких антенн производится приближенными методами, так как точное решение задачи об излучении электромагнитных волн можно получить только для простейших типов антенн.

Для расчета зеркальных, рупорных и некоторых других типов антенн широкое признание получил приближенный метод, основанный на использовании известного в оптике принципа Гюйгенса. На основе принципа Гюйгенса, пользуясь формулой Кирхгофа, можно вывести формулы для расчета диаграммы направленности по заданному закону распределения поля в раскрыве антенны.

Диэлектрические антенны благодаря своей портативности могут с успехом применяться на тех объектах, где задача уменьшения габаритов антенны является одной из главных. Такие антенны нашли широкое применение в малогабаритной радиотехнической аппаратуре.

Известно, что электромагнитная волна, распространяющаяся в диэлектрических средах, претерпевает значительное поглощение, причем потери тем больше чем выше частота колебаний и напряженность поля. Учитывая это, диэлектрические антенны целесообразнее использовать в диапазоне дециметровых волн. На сантиметровых волнах они применяются в режиме приема. Кроме того,

получить узкие диаграммы излучения диэлектрических антенн довольно трудно, поэтому они применяются, как правило, в радиолокационных станциях поиска и пеленгования.

Электромагнитное поле в диэлектрических антеннах возбуждается источником в виде штыря или открытого конца волновода и распространяется по диэлектрическому стержню, проникая одновременно через открытую поверхность во внешнее пространство. Для определения электрических параметров антенны необходимо найти величину электромагнитного поля как внутри стержня, так и вне его. Эта задача решена в настоящее время для стержня бесконечной длины и постоянного круглого сечения. Полученное решение используется и при определении параметров реальных стержней со следующими допущениями.

Предполагается, что распространение волны происходит только в направлении оси стержня, т. е. не учитывается влияние на фазу поля радиального распространения, связанного с излучением.

Считается, что волны как у цилиндрических, так и у конических стержней распространяются с постоянной фазовой скоростью, равной усредненному значению фазовой скорости по всей длине стержня.

Принимается для расчета поля излучения какой-либо простой закон изменения амплитуды поля (обычно постоянная или экспоненциально убывающая амплитуда) в функции координаты.

Антенны поверхностных волн состоят из двух элементов: возбудителя и направителя. Возбудителями поверхностных антенн может служить рупор, линейный вибратор или ряд щелей, питаемых волноводом; направителем — металлический лист, покрытый диэлектриком определенной толщины, или ребристая поверхность. Направляющую поверхность с диэлектрическим слоем можно рассматривать как диэлектрический стержень прямоугольного сечения, расположенный на металлической поверхности. Выступы ребристой поверхности по характеру действия аналогичны плоской металлодиэлектрической линзе. Ребристую структуру можно рассматривать как слой искусственного диэлектрика.

Антенны поверхностных волн являются аналогами многовибраторных антенн с осевым излучением и отличаются только тем, что излучателями в них являются не отдельные элементы, а вся направляющая поверхность антенны.

Таким образом, превращение электромагнитного излучения возбудителя в поверхностную волну способствует увеличению направленности излучения по сравнению с направленностью одного возбудителя.

Благодаря замедлению волны в диэлектрическом слое основная часть энергии, переносимой волной, концентрируется вблизи поверхности антенны и при удалении от поверхности в нормальном направлении спадает по экспоненциальному закону. При этом энергия с направляющей поверхности непрерывно рассеивается,

иначе говоря, происходит дифракция электромагнитной волны от поверхности направителя.

Направленность излучения определяется длиной волны и конструктивными параметрами антенны: длиной, шириной, толщиной и диэлектрической проницаемостью слоя или размерами ребристой структуры в случае ребристой поверхности.

Диаграммы направленности антенн поверхностных волн напоминают диаграммы антенн типа «волновой канал», однако они более диапазонны. Отличие между ними состоит также в том, что у антенн поверхностных волн максимум диаграмм излучения ориентирован относительно поверхности под некоторым углом, называемым часто углом отжима.

Стелящаяся конструкция антенн поверхностных волн и сравнительно хорошие диапазонные свойства позволяют использовать их в качестве маловыступающих самолетных антенн и в особенности в станциях сантиметрового диапазона.

Спиральные антенны — антенны осевого излучения с вращающейся поляризацией. Они представляют собой спираль из металла с высокой проводимостью. Такая излучающая система может запитываться коаксиальным кабелем или волноводом. В первом случае спиральный проводник подсоединяется к центральной жиле кабеля. При определенных соотношениях между размерами спирали и длиной волны (когда длина витка спирали примерно равна длине волны) спираль становится продольно излучающей антенной, а поле ее будет иметь вращающуюся поляризацию. Сторона вращения поляризации определяется направлением навивки спирали. Если антенна излучает поле левовращающейся поляризации, то она не будет принимать поле правовращающейся поляризации, и наоборот.

Поле излучения спиральной антенны определяют через известное распределение тока, текущего по ее виткам, подобно тому, как это делают при расчете диаграмм направленности линейных излучателей.

Однако в случае применения спиральной антенны при расчете поля излучения возникают трудности, связанные с определением фазовой скорости бегущей волны в проводе и вычислением криволинейного интеграла. Диаграмма направленности спиральной антенны зависит от числа витков, диаметра и шага витка, а также частоты. Спиральные антенны широкодиапазонны: их входное сопротивление и ширина диаграммы направленности остаются стабильными в широком диапазоне частот.

Отмеченные достоинства позволяют успешно применять спиральные антенны в станциях разведки и помех, где очень важно, чтобы антенная система работала в широком диапазоне волн при вращающейся поляризации. Из конструктивных соображений спиральные антенны используются на дециметровых волнах и в той части сантиметрового диапазона, который примыкает к дециметровому диапазону.

§ 2. Параметры антенных устройств

Любое антенное устройство характеризуется электрическими и конструктивными параметрами, которые обычно задаются тактико-техническими требованиями на антенное устройство радиолокационной станции.

Электрические параметры определяются назначением станции. Конструктивные показатели антенны зависят от величины электрических параметров и определяются условиями размещения антенного устройства на объекте. Между двумя названными категориями параметров существует зависимость.

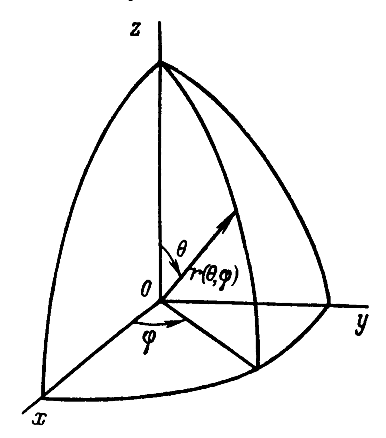


Рис. 1. Сферическая система координат

К электрическим параметрам антенны относятся: диаграмма направленности; коэффициент направленного действия; сопротивление излучения и входное сопротивление антенны; коэффициент полезного действия; коэффициент усиления антенны; эффективная поглощающая поверхность.

Конструктивными параметрами антенны являются: ее геометрические размеры по основным направлениям (длина, ширина, высота); часто выделяемый четвертый размер, так называемый радиус обметания, под которым понимается максимальное удаление элементов конструкции антенны от оси ее вращения; вес устройства; жесткость конструкции; прочность или способность выдерживать ударные и статические нагрузки; ветровые нагрузки и ветровые вращающие моменты.

Рассмотрим электрические параметры антенн. Диаграмма направленности антенны характеризует относительное распределение излучения по различным направлениям. Угловое распределение составляющих вектора $\bar{E}$ в дальней зоне характеризуется функциями $F(\theta)$ и $F(\varphi)$ угловых координат θ и φ (рис. 1). Эти функции называются диаграммами направленности по полю для соответствующих компонентов электрического вектора, возбуждаемого данной антенной.

Так как $F(\theta)$ и $F(\varphi)$ в общем случае комплексны, то они могут быть разбиты на амплитудные и фазовые диаграммы. Однако на практике чаще интересуются амплитудными диаграммами $|F(\theta)|$ и $|F(\varphi)|$ (диаграммами направленности). Фазовая диаграмма направленности не изменяется при изменении координат θ и φ (или изменяется скачком на угол π), так как большинство антенн имеет фазовый центр.

Диаграммы направленности $F(\theta)$ и $F(\varphi)$ можно представить в сферической системе координат в виде замкнутой поверхности, у которой радиус-вектор $\bar{r}(\theta, \varphi)$ любой точки равен или пропорционален величинам $F(\theta)$ и $F(\varphi)$. Часто диаграммы направленности изображают в прямоугольной системе координат [$x = \theta$; $y = \varphi$; $z = F(\theta)$ или $z = F(\varphi)$] в виде незамкнутой поверхности.

В практике проектирования антенных устройств обычно оперируют не пространственной диаграммой направленности, а ее сечениями в главных плоскостях $\theta = \text{const}$ и $\varphi = \text{const}$. По этим сечениям можно представить себе пространственную диаграмму направленности.

При решении различных радиолокационных задач и при производстве антенных измерений пользуются понятием диаграммы направленности по мощности, характеризующей угловое распределение мощности, излучаемой антенной.

Поток излученной в некотором направлении мощности $P(\theta, \varphi)$, отнесенной к единице телесного угла, пропорционален $F^2(\theta, \varphi)$. Эту функцию называют диаграммой направленности по мощности. Для удобства графического изображения диаграммы направленности нормируют так, чтобы их максимумы равнялись единице

$$F(\theta, \varphi) = \frac{P(\theta, \varphi)}{P_{\max}(\theta, \varphi)} = \frac{F^2(\theta, \varphi)}{F^2_{\max}(\theta, \varphi)}.$$

Диаграмма направленности может характеризоваться двумя показателями: шириной главного лепестка по точкам половинной мощности $\overset{\circ}{\theta}_{0,5P_{\max}}$ или $\overset{\circ}{\varphi}_{0,5P_{\max}}$ и уровнем ближайших боковых лепестков $F_б(\theta)$ или $F_б(\varphi)$.

Для оценки антенны как системы, концентрирующей электромагнитную энергию в определенных направлениях, вводится второй параметр — коэффициент направленного действия (к. н. д.) $D(\theta, \varphi)$.

Величина к. н. д. показывает, во сколько раз излучаемая данной антенной в направлении (θ, φ) мощность превышает мощность, излучаемую по тому же направлению условной ненаправленной антенной (при равенстве полных мощностей, излучаемых обеими антеннами).

Если P_Σ — полная излучаемая мощность;

$\frac{P_\Sigma}{4\pi}$ — мощность, излучаемая в единицу телесного угла ненаправленной антенной;

$P(\theta_i, \varphi_i)$ — мощность излучения направленной антенны в частном направлении (θ_i, φ_i),

то коэффициент направленного действия определится как

$$D(\theta_i, \varphi_i) = \frac{4\pi P(\theta_i, \varphi_i)}{P_\Sigma}. \quad (1)$$

Иногда величину коэффициента направленного действия определяют не по отношению к изотропному излучателю, а по отношению к к. н. д. полуволнового вибратора.

С учетом выражения для полной излучаемой мощности формула (1) запишется так:

$$D(\theta_i, \varphi_i)=\frac{4\pi P(\theta_i, \varphi_i)}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} P(\theta, \varphi)\sin\theta d\varphi d\theta}=\frac{4\pi F^2(\theta_i, \varphi_i)}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} F(\theta, \varphi)\sin\theta d\varphi d\theta}.$$

Максимальное значение к. н. д. соответствует направлению максимального излучения, т. е. когда $F(\theta_i, \varphi_i) = 1$. Отсюда

$$D_{max}=\frac{4\pi}{\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} F^2(\theta, \varphi)\sin\theta d\varphi d\theta}. \quad (2)$$

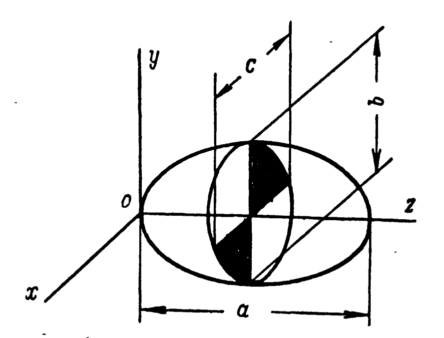


Рис. 2. Апроксимация диаграммы направленности

Из последнего выражения видно, что расчет к. н. д. сводится к вычислению двойного интеграла, в котором подынтегральная функция является диаграммой направленности антенны по мощности.

При расчете к. н. д. часто прибегают к различным приближенным способам, основанным на знании профиля диаграммы направленности. Если диаграмму направленности апроксимировать эллипсоидом вращения (рис. 2) с осями a, b и c, то к. н. д. по отношению к вибратору определяют по формулам

$$D=\frac{4(\Phi^2-1)}{1-\frac{1}{2\Phi\sqrt{\Phi^2-1}}\ln\frac{\Phi+\sqrt{\Phi^2-1}}{\Phi-\sqrt{\Phi^2+1}}} \text{ (при } \Phi>1);$$

$$D=\frac{4(1-\Phi^2)}{\frac{1}{\Phi\sqrt{1-\Phi^2}}\operatorname{arc\,tg}\frac{\sqrt{1-\Phi^2}}{\Phi}} \text{ (при } \Phi<1). \quad (3)$$

где

$$\Phi=\sqrt{\Phi_1\Phi_2}; \quad \Phi_1=\frac{a}{b}; \quad \Phi_2=\frac{a}{c}.$$

С меньшей точностью к. н. д. можно вычислить по приближенной формуле

$$D = \frac{41\,250}{\overset{\circ}{\theta}_{0,5}\overset{\circ}{\varphi}_{0,5}}\,\mu,$$

где μ — коэффициент использования поверхности антенны;
$\overset{\circ}{\theta}_{0,5}\overset{\circ}{\varphi}_{0,5}$ — ширина диаграммы направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

Сопротивление излучения антенны (R_Σ) характеризует излучаемую антенной мощность. Физически R_Σ — это такое условное активное сопротивление, которое, будучи умноженным на половину квадрата амплитуды тока, протекающего в антенне, дает мощность излучения P_Σ:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} I^2_{max} R_\Sigma.$$

Расчет сопротивления излучения производится в зависимости от типа антенны или методом наведенных э. д. с., или с помощью вектора Умова—Пойнтинга.

В вопросах согласования антенны с генератором большое значение имеет входное сопротивление комплексного характера

$$Z_A = R_A + jX_A.$$

Под коэффициентом полезного действия антенны (η) понимается отношение излучаемой мощности к подводимой

$$\eta = \frac{P_\Sigma}{P_0}.$$

Если подводится мощность $P_0 = \frac{1}{2} I^2_{max} R_A$, а излученная $P_\Sigma = \frac{1}{2} I^2_{max} R_\Sigma$, то выражение для к. п. д. будет иметь вид

$$\eta = \frac{R_\Sigma}{R_A} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_п}. \tag{4}$$

Из этого выражения видно, что к. п. д. тем выше, чем меньше потери в антенне $R_п$. Антенны радиолокационных станций благодаря слабой связи с землей обладают малыми потерями. Коэффициент полезного действия антенн СВЧ имеет величину порядка 90—95%, поэтому коэффициент усиления антенны, равный произведению величин к. п. д. и к. н. д., может считаться равным коэффициенту направленного действия

$$\varepsilon = D\eta \approx D.$$

Свойства антенны в режиме приема электромагнитных волн определяют так называемой эффективной поглощающей поверхностью. Эффективная поглощающая поверхность A — это такая площадь, которая, будучи умноженной на поток энергии в точке приема, дает мощность на выходе антенны.

Антенна в режиме приема принимает сигналы с различных направлений не одинаково, поэтому $A = A(\varphi, \theta)$. Между максимальными значениями к. н. д. и эффективной поглощающей поверхностью антенны существует зависимость вида

$$A_{max} = \frac{\lambda^2}{4\pi} D_{max},$$

отсюда

$$A(\theta, \varphi) = \frac{\lambda^2}{4\pi} D(\theta, \varphi).$$

Рассмотрим далее методы расчета параметров конкретных типов антенн.

§ 3. Расчет синфазных антенн с перпендикулярным излучением

Для увеличения коэффициента направленного действия антенны целесообразно объединять отдельные излучатели в группы, осуществляя при этом питание каждого излучателя по определенному закону. Такие антенны можно подразделить на два типа: антенны, излучающие вдоль оси, на которой расположены излучатели, и антенны, излучающие перпендикулярно этой оси. Антенны первого типа (типа «волновой канал»), будут рассмотрены ниже.

Рассмотрим основные положения, касающиеся антенн с перпендикулярным излучением, называемых иначе антеннами типа «волновой фронт». Повышенная эффективность таких антенн объясняется суммированием полей отдельных излучателей в некоторых направлениях пространства. Наиболее широко применяются антенные системы, состоящие из излучателей с равными амплитудами токов и одинаковой разностью фаз ψ между соседними излучателями. Практически из-за более простой системы питания чаще всего конструируются антенны с синфазным питанием излучателей, в этом случае $\psi = 0$.

Рассмотрим направленные свойства системы излучателей (так называемые решетки излучателей). Если излучатели равномерно расположены вдоль оси x (рис. 3), имеют равные амплитуды токов и одинаковые фазы, то диаграмма направленности такой системы (по полю) может быть выражена

$$F(\theta) = F_1(\theta) \frac{\sin \frac{nd_e \sin\theta}{2}}{n \sin \frac{d_e \sin\theta}{2}}, \qquad (5)$$

где $F_1(\theta)$ — диаграмма направленности одиночного вибратора. Обозначая

$$\frac{\sin \dfrac{nd_e \sin\theta}{2}}{n \sin \dfrac{d_e \sin\theta}{2}} = F_n(\theta), \tag{6}$$

где $F_m(\theta)$ — множитель решетки излучателей, получим

$$F(\theta) = F_1(\theta) F_n(\theta). \tag{7}$$

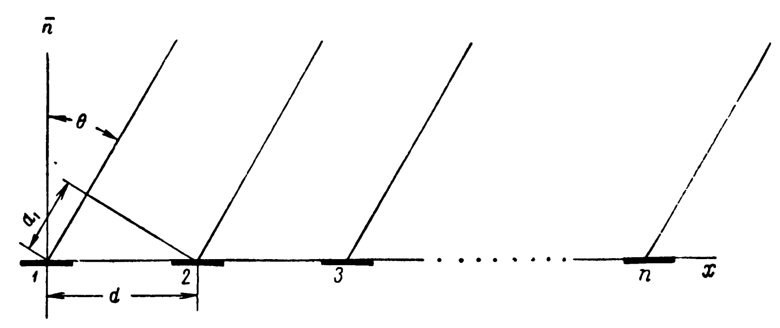


Рис. 3. Решетка излучателей

В этих формулах

$$d_e = 2\pi \frac{d}{\lambda}, \tag{8}$$

где d — расстояние между вибраторами. Диаграмма направленности (по полю), отдельного излучателя (симметричного вибратора) выражается формулами:

в плоскости E

$$F_1(\theta) = \frac{\cos\left(2\pi \dfrac{l}{\lambda} \sin\theta\right) - \cos 2\pi \dfrac{l}{\lambda}}{\cos\theta}, \tag{9}$$

где l — длина одного плеча вибратора (рис. 4);

в плоскости H

$$F_1(\varphi) = 1. \tag{10}$$

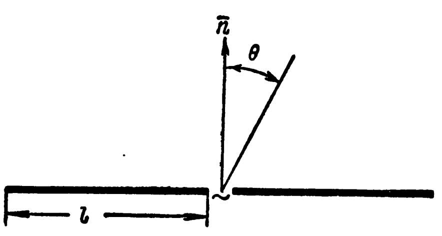


Рис. 4. Схема симметричного вибратора

Обычно в многовибраторных антеннах в качестве элемента антенны берут полуволновой вибратор (l = 0,25 λ). Тогда формула (9) принимает вид

$$F_1(\theta) = \frac{\cos\left(\dfrac{\pi}{2} \sin\theta\right)}{\cos\theta}.$$

В табл. 1 приведены значения функции $F_1(\theta)$ для четырех симметричных вибраторов с различным соотношением $\frac{l}{\lambda}$, равными 0,25; 0,3; 0,375 и 0,5. Диаграммы направленности этих вибраторов приведены на рис. 5, где функция $F_1(\theta)$ нормирована к максимальному значению $F_{1max}(\theta)$, имеющему место при $\theta = 0$.

Таблица 1

Значения функции $\frac{F_1(\theta)}{F_{1max}(\theta)}$

θ°	l/λ			
	0,25	0,3	0,375	0,5
0	1,000	1,000	1,000	1,000
5	0,995	0,994	0,992	0,988
10	0,978	0,975	0,968	0,945
15	0,952	0,945	0,920	0,875
20	0,915	0,910	0,872	0,788
25	0,870	0,851	0,812	0,686
30	0,817	0,790	0,741	0,578
35	0,757	0,727	0,661	0,469
40	0,694	0,661	0,585	0,371
45	0,628	0,592	0,507	0,278
50	0,561	0,516	0,436	0,203
55	0,489	0,447	0,354	0,138
60	0,418	0,380	0,300	0,087
65	0,350	0,312	0,241	0,052
70	0,281	0,246	0,204	0,038
75	0,224	0,186	0,138	0,015
80	0,141	0,128	0,087	0,003
85	0,069	0,070	0,025	0,000
90	0,000	0,000	0,000	0,000

Если в формуле (6) расстояние между излучателями равно $\frac{\lambda}{2}$, то она упростится

$$F_n(\theta) = \frac{\sin\left(n\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{n\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}. \qquad (11)$$

При использовании многорядной решетки (рис. 6) её диаграмма направленности будет определяться выражением

$$\left.\begin{aligned} F_г(\theta) &= F_{1г}(\theta)\,F_{nг}(\theta); \\ F_в(\theta) &= F_{1в}(\theta)\,F_{nв}(\theta), \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

где $F_{nг}(\theta)$ — множитель решетки в горизонтальной плоскости; $F_{nв}(\theta)$ — множитель решетки в вертикальной плоскости.

Множители решетки $F_{nг}(\theta)$ и $F_{nв}(\theta)$ определяются формулой (5), при этом величина d_e должна быть заменена величинами $d_{eг}$ и $d_{eв}$ соответственно, которые определяются по формуле (8).

Рассмотрим некоторые характерные особенности кривой, определяемой множителем решетки [формула (6)].

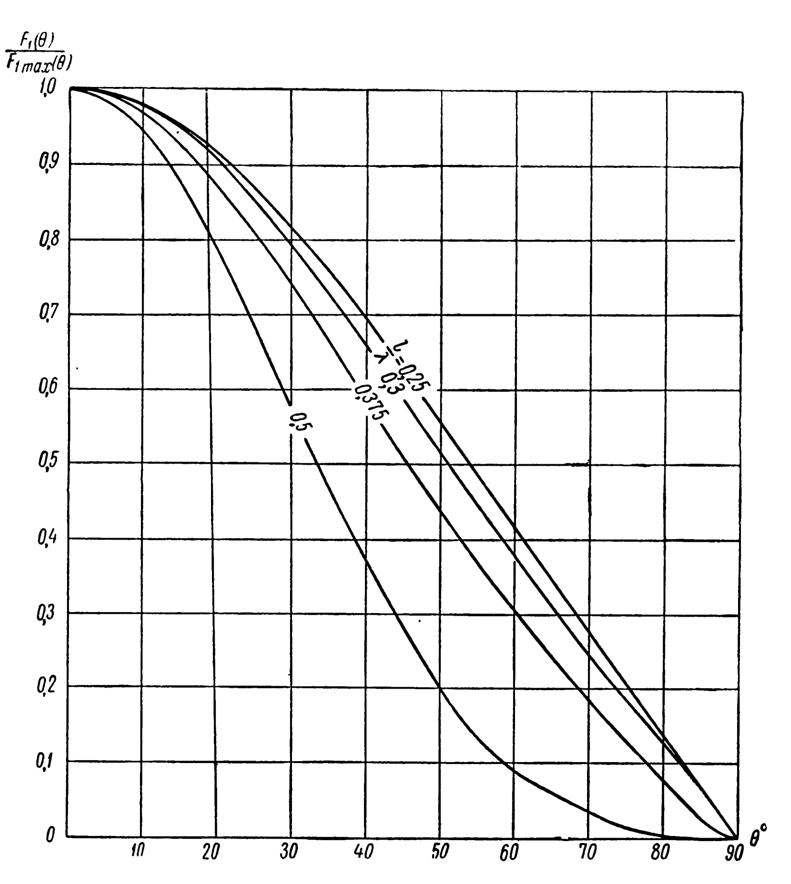


Рис. 5. Диаграммы направленности симметричных вибраторов

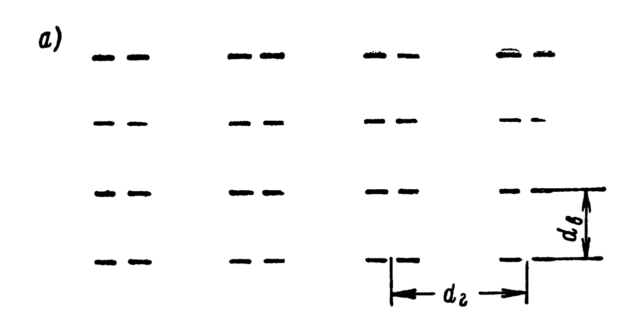
1 Функция $F_n(\theta)$ в направлении угла θ, равного нулю. Подстановка $\theta = 0$ в уравнение (6) дает неопределенность типа $\frac{0}{0}$; раскрывая эту неопределенность, получаем, что

$$\lim_{\theta \to 0} F_n(\theta) = 1 \qquad (13)$$

Значение функции $F_n(\theta) = 1$ является максимальным. В этом направлении поля всех излучателей суммируются в пространстве в фазе.

2. Нулевые значения функции $F_n(\theta)$ будут иметь место при равенстве числителя уравнения (6) нулю, т. е. когда

$$\sin\frac{nd_e\sin\theta_0}{2} = 0, \qquad (14)$$



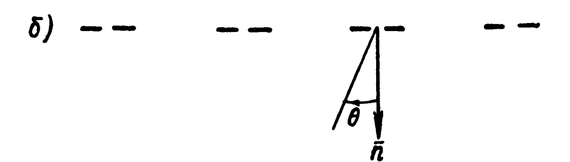


Рис. 6. Многорядная решетка излучателей: *а* — вид спереди; *б* — вид сверху

откуда

$$\frac{nd_e\sin\theta_0}{2} = k\pi \ (k = \pm 1, \ \pm 2, \ \ldots). \qquad (15)$$

Таким образом, угол θ_0 определяется выражением

$$\theta_0 = \arcsin\frac{2k\pi}{nd_e}. \qquad (16)$$

3. Значения углов $\theta_{б.л}$, соответствующие максимумам боковых лепестков функции $F_n(\theta)$. Дифференцируя уравнение (6), можно найти, что угловое положение максимумов боковых лепестков будет определяться трансцендентным уравнением

$$\operatorname{tg}\frac{nd_e\sin\theta_{б.л}}{2} = n\operatorname{tg}\frac{d_e\sin\theta_{б.л}}{2}. \qquad (17)$$

Это уравнение (17) может быть решено графически. Однако можно найти приближенное значение углов $\theta_{б.\,л}$ из выражения

$$\theta_{б.\,л} \simeq \arcsin \frac{2k+1}{2} \frac{1}{n\frac{d}{\lambda}} \quad (k = 1,\ 2, 3,\ \ldots). \tag{18}$$

4. Значения функции $F_n(\theta)$ в максимумах боковых лепестков определяются формулой

$$F_n\left(\theta_{б.\,л}\right) = \frac{1}{n \sin\left(\frac{2k+1}{n} \cdot \frac{\pi}{2}\right)}, \tag{19}$$

где k берутся такими же, что и в формуле (18). Формулы (18) и (19) не дают значений бокового лепестка, лежащего под углом $\theta = 90°$.

Функция $F_n(\theta)$, изображенная в декартовых координатах, в случае синфазного питания излучателей является симметричной относительно оси ординат. Эта функция изображена на рис. 7—11.

При несинфазном питании излучателей формула (6) запишется следующим образом:

$$F_n(\theta) = \frac{\sin \frac{n}{2}\left(d_e \sin\theta - \psi\right)}{n \sin \frac{1}{2}\left(d_e \sin\theta - \psi\right)}, \tag{20}$$

где ψ — постоянный сдвиг фаз между токами соседних излучателей.

При несинфазном питании максимум излучения решетки оказывается смещенным на угол $\theta_{н.\,п}$, который можно найти по формуле

$$\theta_{н.\,п} = \arcsin \frac{\psi}{d_e}. \tag{21}$$

Из формулы (21) следует, что, изменяя сдвиг фаз, можно управлять положением диаграммы направленности решетки излучателей в пространстве.

Перейдем теперь к рассмотрению конструкции многоэтажной синфазной антенны. Изложим общие соображения о конструкции многоэтажной антенны. Многовибраторная синфазная антенна представляет собой систему дискретных излучателей — вибраторов. Она обладает игольчатой диаграммой направленности, так как в ней полуволновые вибраторы располагаются как в горизонтальной плоскости, так и по высоте. При синфазном питании вибраторов максимум диаграммы ориентируется перпендикулярно к плоскости полотна дискретных излучателей.

Однонаправленность антенны обеспечивается одним из известных способов: размещением за активными вибраторами второго полотна активных, возбуждаемых с опережением по фазе в 90°, или пассивных вибраторов, причем в первом случае расстояние

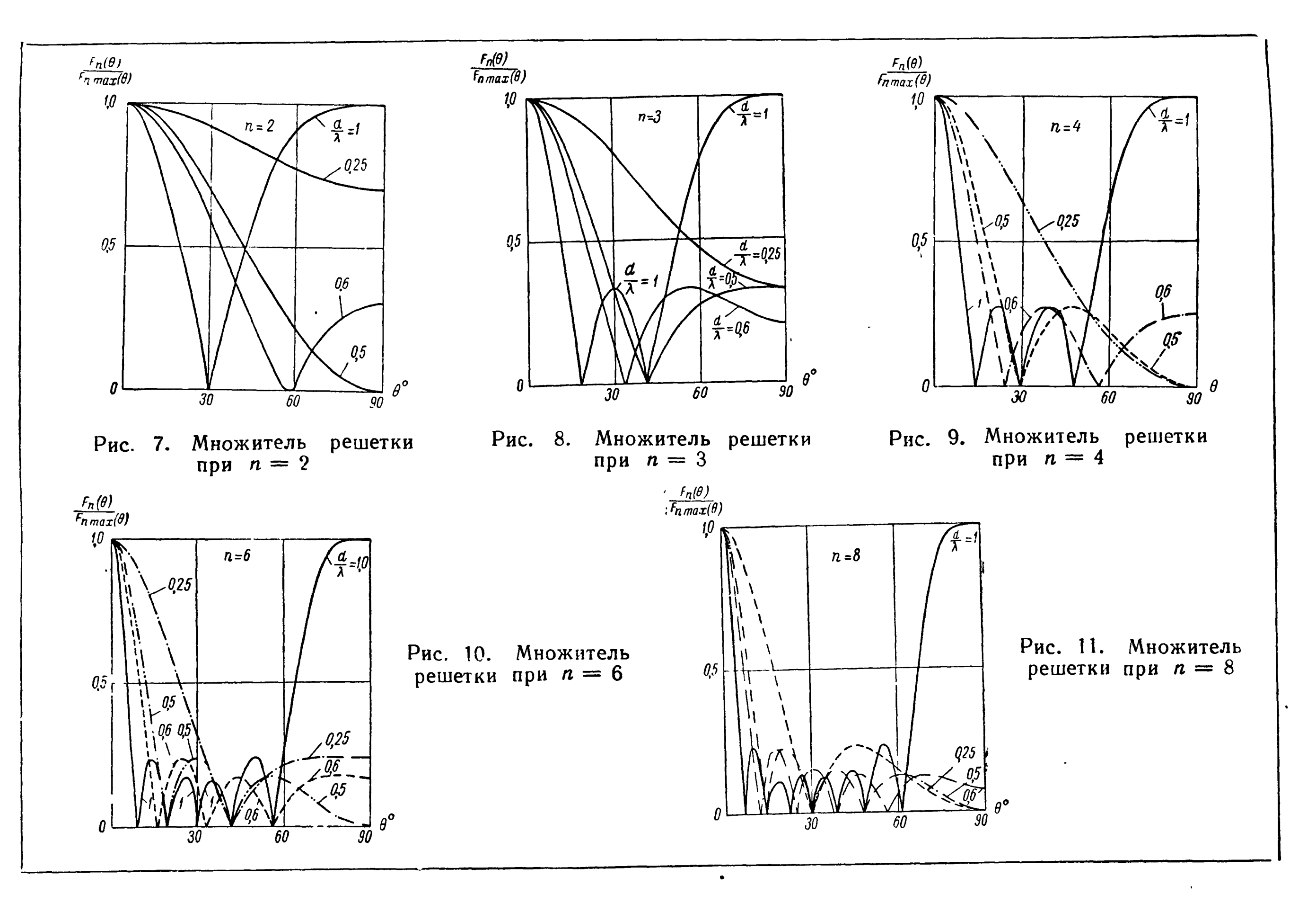


Рис. 7. Множитель решетки при $n = 2$

Рис. 8. Множитель решетки при $n = 3$

Рис. 9. Множитель решетки при $n = 4$

Рис. 10. Множитель решетки при $n = 6$

Рис. 11. Множитель решетки при $n = 8$

между полотнами составляет $\frac{\lambda}{4}$, во втором $\sim 0{,}2\,\lambda$; размещением за полотном вибраторов сеточного металлического экрана.

Синфазные антенны используются в радиолокационных станциях в диапазоне волн от 50 *см* до 5 *м*. Антенна разбивается на несколько вертикальных секций, питаемых симметричной двухпроводной линией.

Вибраторы подключаются с обеих сторон к линии. Для обеспечения синфазности питания концы вибраторов соединяются перекрещивающимися проводами. Такое подключение вибраторов необходимо для согласования антенны с фидером. В самом деле, посколь-

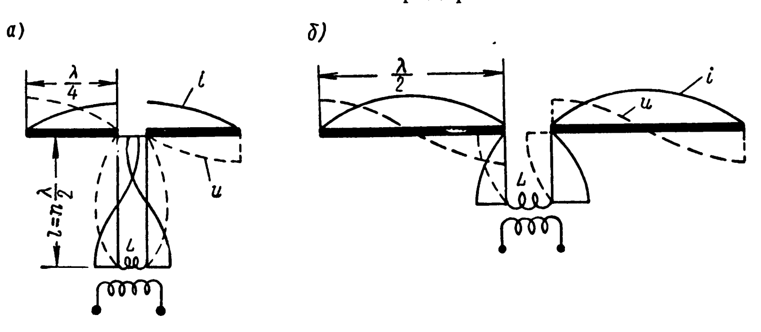


Рис. 12. Схема питания вибраторной антенны: *а* — схема питания вибратора в пучности тока; *б* — схема питания вибратора в пучности напряжения

ку расстояние между точками подключения вибраторов обычно равно полуволне, входные сопротивления вибраторов пересчитываются к точке первого разветвления фидера без изменения величины.

Все нагрузки в этом случае оказываются включенными параллельно, и полная проводимость нагрузки фидерной линии будет равна сумме полных проводимостей отдельных вибраторов.

Во избежание уменьшения сопротивления нагрузки (а это нежелательно из-за трудностей согласования фидера с антенной) целесообразно иметь входное сопротивление каждого вибратора наибольшим. Повысить входное сопротивление можно за счет применения схемы питания вибратора в пучности напряжения. При небольшом расстоянии от передатчика до антенны целесообразно использовать фидеры со стоячей волной. Такие антенны с короткими фидерами, например, находят применение в передвижных радиолокационных станциях, установленных на автомашинах, самолетах, судах и т. д. Схемы простейших антенн с питанием стоячей волной в пучности тока и напряжения показаны на рис. 12. На рис. 12, *а* показана схема питания вибратора в пучности тока. Входное сопротивление такого вибратора имеет величину порядка 70 *ом*.

Если применяется двухпроводный фидер, волновое сопротивление которого составляет обычно 400—600 *ом*, то в нем будет режим смешанных или почти стоячих волн. В этом случае длина фидера при индуктивной связи с контуром передатчика должна быть равна целому числу полуволн, чтобы в катушке связи L_a была пучность тока. Практически длину фидера всегда берут на 5—10% меньше расчетной.

В схеме, приведенной на рис. 12, *б*, показано питание двухвибраторной антенны в пучности напряжения. Фидер подключается к концам вибраторов. Так как в пучности напряжения входное сопротивление очень велико (подобно сопротивлению разомкнутой линии длиной $\frac{\lambda}{2}$), то фидер будет работать в режиме стоячих волн. Длина фидера должна составлять нечетное число четвертей волн. Катушка связи также будет находиться в пучности тока. Такая схема широко используется также в многовибраторных синфазных антеннах (рис. 13).

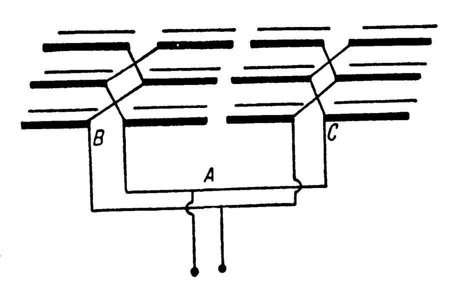


Рис. 13. Схемы питания сложной вибраторной антенны

Фидеры, распределяющие энергию в подобной антенне, работают в режиме смешанных волн с низким значением коэффициента бегущей волны. Это объясняется тем, что фидер подключается к двум синфазным вибраторам в пучности напряжения, где входное сопротивление вибраторов велико ($Z_{\text{виб}}$ порядка 5000 *ом*), т. е. много больше волнового сопротивления фидера. Участки фидера *AB* и *AC* работают в несколько лучшем режиме, так как для них нагрузочным сопротивлением является эквивалентное сопротивление нескольких пар вибраторов, соединенных параллельно (применительно к схеме рис. 13), оно составляет

$$Z_{\text{вх}(C)} = \frac{Z_{\text{виб}}}{3} = 1650 \text{ ом}.$$

Если $AC = AB = n\frac{\lambda}{2}$, то в точке *A* для неразветвленной части фидерной линии нагрузочное сопротивление окажется вдвое меньше

$$Z_A = 0{,}5Z_{\text{вх}(C)}.$$

При достаточно большом числе вибраторов входное сопротивление может быть понижено до значения, близкого к волновому сопротивлению главного фидера *A*. Если этого достигнуть трудно, то следует применять согласующие устройства.

В случае значительного удаления антенны от передатчика

необходимо применять фидеры с бегущей волной. Последняя устанавливается после согласования фидера с антенной.

Многовибраторные антенны узкодиапазонны, что объясняется, во-первых, узкополосностью самих вибраторов, а во-вторых, тем, что расстояние вдоль питающего фидера от точки подключения генератора до различных вибраторов не одинаково. Поэтому синфазность питания будет нарушаться всякий раз, когда изменяется частота генератора.

Диапазонность такой антенны может быть улучшена, если сами вибраторы выполнять в виде толстых цилиндров, диаметры которых составляют $\frac{1}{10}-\frac{1}{20}$ длины волны. Подобные вибраторы менее резко изменяют входное сопротивление при изменении длины волны.

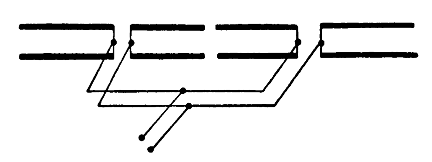


Рис. 14. Схема питания диапазонной антенны

Другой способ повышения широкополосности основывается на схеме питания, предложенной в 1933 г. С. Э. Хайкиным и С. И. Надененко (рис. 14). Эта схема замечательна тем, что пути тока от генератора до каждого вибратора остаются одинаковыми. Благодаря этому все вибраторы возбуждаются синфазно, независимо от рабочей длины волны. Диапазонность такой четырехэтажной системы оказывается не хуже двухэтажной обычной системы. Недостатком такой схемы питания является то, что она трудно применима к большому числу вибраторов из-за чрезвычайно разветвленной фидерной линии.

Так как на волнах метрового и дециметрового диапазонов энергия от передатчика к антенне канализируется при помощи коаксиального кабеля, то для обеспечения симметрии возбуждения необходимо применять специальное симметрирующее устройство для перехода от кабеля к двухпроводной линии.

Из трех рассмотренных схем синфазных многовибраторных антенн более приемлемыми являются антенны с пассивным экраном, так как система питания устройства в целом существенно упрощается. Наиболее простой конструкцией следует признать антенну с металлическим сетчатым экраном.

Основным элементом сложных синфазных антенн является полуволновой вибратор. Волновое сопротивление вибратора может быть подсчитано по формуле

$$W=120\left(\ln\frac{\lambda}{\pi r}-0{,}57\right), \qquad (22)$$

где r — радиус провода, из которого выполнен вибратор.

Входное сопротивление вибратора длиной $l \leqslant 0{,}3\,\lambda$ определяется из выражения

$$Z_{вх} = \frac{R_\Sigma}{\sin^2 kl} - iW \operatorname{ctg} kl, \tag{23}$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ —волновое число.

Активная и реактивная составляющие входного сопротивления вибратора, как видно из формулы (23), зависят от соотношения $\frac{l}{\lambda}$ и волнового сопротивления W. Входное сопротивление вибратора, выполненного из тонкого провода, резче меняется с изменением частоты, чем входное сопротивление вибратора из толстого провода.

Для уменьшения зависимости входного сопротивления от частоты, т. е. для расширения пределов рабочего диапазона волн, желательно применять вибраторы в виде стержней или трубок диаметром 10—30 *мм*.

Взаимное влияние э. д. с. элементов вибратора приводит к появлению дополнительной реактивной составляющей входного сопротивления. Для исключения этой реактивной составляющей каждое плечо вибратора укорачивают на величину Δ.

Величина укорочения определяется соотношением

$$\operatorname{tg} 2k\Delta = \frac{2X_{вх} W}{W^2 - R_\Sigma^2 - X_{вх}^2}, \tag{24}$$

где для полуволнового вибратора принимается $X_{вх} = 42{,}5$ *ом*, а $R_\Sigma = 73$ *ом*. Отсюда видно, что величина укорочения для толстого вибратора (волновое сопротивление малое) больше, чем для тонкого.

Длина укороченного вибратора l может быть определена по формуле

$$l = k_y \frac{\lambda}{2}, \tag{25}$$

где k_y — коэффициент укорочения, выбираемый из нижеследующей таблицы по известным диаметру провода и длине волны.

Коэффициент укорочения вибраторов k_y

$\frac{\lambda}{d}$	20	40	100	200	400	1000	2000	4000	10 000
k_y	0,925	0,942	0,956	0,962	0,967	0,97	0,972	0,975	0,978

Широкое распространение получил симметричный петлевой вибратор, предложенный А. А. Пистолькорсом. Он представляет собой два близко расположенных параллельных полуволновых вибратора, соединенных друг с другом на концах, с питанием в пучности тока одного из них (рис. 15).

Расстояние между проводами петлевого вибратора значительно меньше, чем длина самих вибраторов. Токи в обоих вибраторах совпадают по направлению, и поэтому такая система эквивалентна одному вибратору с удвоенным током. Это означает, что сопротивление излучения, а следовательно, и входное сопротивление его примерно в четыре раза больше, чем у обычного вибратора, и составляет около 300 *ом*.

Петлевой вибратор более широкодиапазонен, чем обычный. Его входное сопротивление можно значительно повысить, если сделать провода обоих вибраторов различной толщины. Для расчета $Z_{вх}$ петлевого вибратора можно воспользоваться номограммой, приведенной на рис. 16. На левой вертикальной шкале отложено отношение диаметров проводов вибраторов d_2 и d_1, а на правой вертикальной шкале — отношение расстояния между осями D к d_1. Соединив точки на шкалах $\frac{d_2}{d_1}$ и $\frac{D}{d_1}$ прямой линией, получаем в точке пересечения этой линии с наклонной шкалой значение коэффициента k_z, показывающего во сколько раз входное сопротивление петлевого вибратора больше входного сопротивления полуволнового вибратора

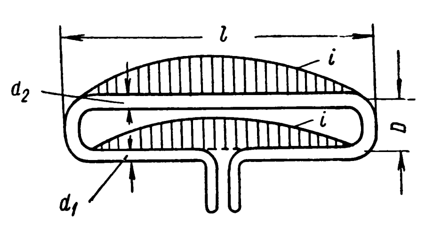


Рис. 15. Схема распределения токов на петлевом вибраторе

$$Z_{петл} = Z_{вх} k_Z = k_Z . 74.$$

Часто приходится решать обратную задачу, когда по известным диаметрам d_1 и d_2 и заданному входному сопротивлению петлевого вибратора $Z_{петл}$ (или k_z) определяется конструктивный размер D.

Рассмотрим методику расчета синфазных многовибраторных антенн. Действие экрана антенны можно заменить действием зеркальных изображений вибраторов с противоположно направленными токами. Поэтому антенну с металлическим экраном можно принять за систему из двух полотен вибраторов, из которых переднее представляет собой собственно антенну, а заднее эквивалентно металлическому экрану.

Если между токами в вибраторах первого и второго полотен существует зависимость

$$I_2 = \beta e^{-i\psi} I_1,$$

где β и ψ — соответственно амплитудный и фазовый коэффициенты, то для произвольных значений диаграммы направленности антенны по мощности в главных горизонтальной и вертикальной плоскостях будут выражаться формулами

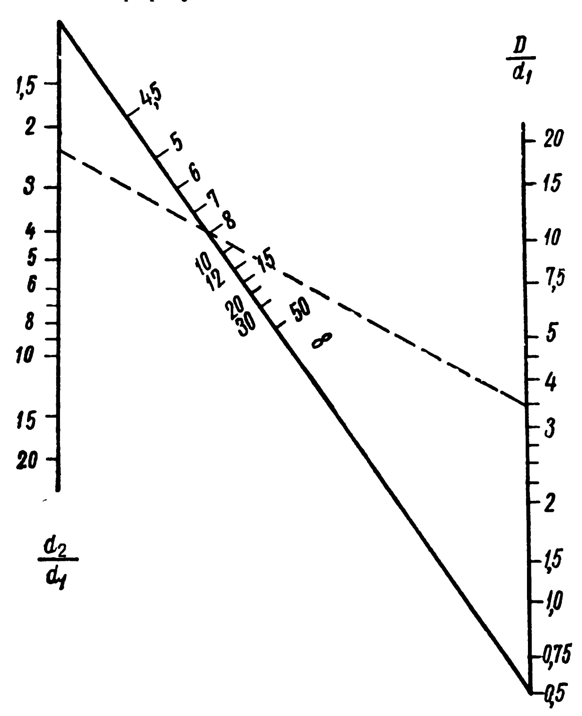


Рис. 16. Номограмма для расчета петлевого вибратора

$$F(\varphi)=$$
$$=\left[\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\cos\varphi}\;\frac{\sin\left(\frac{n\pi}{2}\sin\varphi\right)}{n\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}\right]^2[1+\beta^2+2\beta\cos(kd\cos\varphi-\psi)];\qquad(26)$$

$$F(\theta)=\left[\sin(kh\sin\theta)\frac{\sin\left(\frac{m\pi}{2}\sin\theta\right)}{m\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}\right]^2[1+\beta^2+2\beta\cos(kd\cos\theta-\psi)],\qquad(27)$$

где n — число вибраторов в этаже;
m — число этажей;

h — высота геометрического центра антенны над землей;
φ и θ — углы в горизонтальной и вертикальной плоскостях, отсчитываемые от перпендикуляра к полотну вибраторов;
d — расстояние между зеркалом и антенной.

Приведенные формулы содержат три множителя. В формуле (26) первый множитель выражает диаграмму направленности одного вибратора, второй — диаграмму направленности линейной решетки синфазных излучателей, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ друг от друга, третий учитывает влияние зеркала.

Последние два множителя во второй формуле (27) выражают диаграмму направленности одного вертикального ряда с учетом зеркала, а первый множитель учитывает влияние земли. Диаграмма направленности вертикального ряда равна диаграмме направленности линейной решетки из ненаправленных синфазных излучателей, отстоящих друг от друга на полволны. Коэффициенты β, ψ и расстояние d для различных случаев принимают значения для активного зеркала $\beta = 1$, $\psi = \frac{\pi}{2}$, $d = \frac{\lambda}{4}$; для металлического экрана $\beta = 1$, $\psi = \pi$ при любом d; для пассивного зеркала β, d и ψ определяются из условий оптимальной настройки.

Ширину главного лепестка диаграммы направленности и уровень боковых лепестков при достаточно большом числе вибраторов в антенне можно определить соответственно по формулам:

для ширины по уровню 0,5 P_{max}

$$\theta^{\circ}_{0,5P_{max}} \approx 50,8 \frac{\lambda}{Nd}$$

(эта формула уже при числе вибраторов $N > 4$ дает ошибку меньше 5%, при $N = 3$ ошибка $\approx$ 6,4%);

для ширины по нулям

$$\theta^{\circ}_0 = \frac{2\lambda}{Nd}.$$

Уровень m-го бокового лепестка

$$F_б = \frac{4}{[\pi(2m+1)]^2}, \quad m = 1, 2, 3, \ldots$$

Рассмотрим расчет входного сопротивления и коэффициента направленного действия трех типов синфазных антенн.

Синфазная антенна с активным зеркалом. При расчете входного сопротивления для случая, когда высота установки антенны больше длины волны, пренебрежем влиянием земли и будем учитывать лишь взаимное влияние вибраторов.

Сопротивление k-го вибратора антенны, отнесенное к пучности тока, равно

$$Z_k = \sum_{i=1}^{2N} \frac{I_i}{I_k} Z_{ki}, \tag{28}$$

где $2N$ — общее число вибраторов в антенне и зеркале.

Величина Z_k представляет собой сумму собственного сопротивления излучения вибратора и сопротивлений, наведенных остальными вибраторами на k-й элемент. Величины сопротивлений Z_{ki} можно взять из табл. 2 наведенных сопротивлений.

Если вибраторы питаются в пучности напряжения, то их входное сопротивление пересчитывается

$$Z_{\text{вх}}^{(k)} = \frac{W^2}{Z_k}, \tag{29}$$

а проводимость

$$Y_{\text{вх}}^{(k)} = \frac{Z_k}{W^2}, \tag{30}$$

где W — волновое сопротивление вибратора.

Так как расстояния от точек подключения вибраторов к фидеру до клемм антенны (точки C, B рис. 13) равны целому числу полуволн, то все проводимости $Y_{\text{вх}}^{k}$ пересчитываются простым суммированием как нагрузки при параллельном соединении.

Входная проводимость антенны, состоящей из N полуволновых вибраторов, будет равна

$$Y_{\text{вх}}^{(\text{А})} = \frac{1}{W^2} \sum_{k=1}^{N} Z_k. \tag{31}$$

Подобным образом рассчитывается и входная проводимость активного зеркала

$$Y_{\text{вх}}^{(\text{З})} = \frac{1}{W^2} \sum_{k=N+1}^{2N} Z_k^{(\text{З})}. \tag{32}$$

Общая проводимость, а следовательно, и общее сопротивление системы, состоящей из двух полотен вибраторов, находится из выражений

$$\left.\begin{aligned} Y_{\text{вх}} &= Y_{\text{вх}}^{(\text{А})} + Y_{\text{вх}}^{(\text{З}')}; \\ Z_{\text{вх}} &= \frac{1}{Y_{\text{вх}}}, \end{aligned}\right\} \tag{33}$$

где $Y_{\text{вх}}^{(\text{З}')} = \frac{1}{W^2 Y_{\text{вх}}^{(\text{З})}}$ — проводимость зеркала с учетом фазового сдвига $\frac{\pi}{2}$.

Таблица 2

Значения наведенных сопротивлений $h = 0$

$\frac{d}{\lambda}$	$R_{А}$, $R_{А3}$, *ом*	$X_{А}$, $X_{А3}$, *ом*	$\frac{d}{\lambda}$	$R_{А}$, $R_{А3}$, *ом*	$X_{А}$, $X_{А3}$, *ом*
0,00	+73,1	+42,5	1,00	+ 4,0	+17,7
0,10	+67,3	+ 7,5	1,10	+12,4	+11,3
0,20	+51,4	—19,2	1,20	+15,2	+ 1,9
0,30	+29,3	—34,4	1,30	+12,6	— 6,7
0,40	+ 6,2	—37,5	1,40	+ 6,0	—11,9
0,50	—12,5	—29,9	1,50	— 1,8	—12,3
0,60	—23,3	—15,9	1,60	— 8,1	— 8,4
0,70	—24,9	— 0,2	1,70	—10,9	— 2,0
0,80	—18,5	+12,2	1,80	— 9,4	+ 4,4
0,90	— 7,5	+18,5	1,90	— 4,8	+ 8,7
1,00	+ 4,0	+17,7	2,00	+ 1,1	+ 9,4
2,00	+ 1,1	+ 9,4	3,00	+ 0,5	+ 6,3
2,10	+ 6,1	+ 6,7	3,10	+ 4,0	+ 4,7
2,20	+ 8,4	+ 1,8	3,20	+ 5,7	+ 1,4
2,30	+ 7,6	— 3,3	3,30	+ 5,3	— 2,1
2,40	+ 4,0	— 6,8	3,40	+ 2,9	— 4,7
2,50	— 0,7	— 7,5	3,50	— 0,4	— 5,4
2,60	— 4,8	— 5,5	3,60	— 3,4	— 4,1
2,70	— 6,9	— 1,6	3,70	— 5,0	— 1,3
2,80	— 6,3	+ 2,6	3,80	— 4,7	+ 1,8
2,90	— 3,4	+ 5,6	3,90	— 2,6	+ 4,1
3,00	+ 0,5	+ 6,3	4,00	+ 0,2	+ 4,7
		$h = 0{,}5\,\lambda$			
0,00	+26,4	+20,2	1,00	+ 9,0	+ 8,9
0,10	+23,5	+ 3,1	1,10	+12,0	+ 2,4
0,20	+15,7	— 8,9	1,20	+10,8	— 4,5
0,30	+ 5,2	—14,5	1,30	+ 6,3	— 9,3
0,40	— 4,9	—13,7	1,40	— 0,1	—10,8
0,50	—11,9	— 7,9	1,50	— 5,8	— 8,5
0,60	—14,1	+ 0,4	1,60	— 9,2	— 3,6
0,70	—11,3	+ 8,1	1,70	— 9,3	+ 2,2
0,80	— 4,9	+12,6	1,80	— 6,1	+ 6,7
0,90	+ 2,8	+12,8	1,90	— 1,2	+ 8,7
1,00	+ 9,0	+ 8,9	2,00	+ 3,9	+ 7,5
2,00	+ 3,9	+ 7,5	3,00	+ 1,9	+ 5,7
2,10	+ 7,2	+ 3,8	3,10	+ 4,7	+ 3,4
2,20	+ 7,8	— 1,0	3,20	+ 5,6	0,0
2,30	+ 5,6	— 5,1	3,30	+ 4,5	— 3,2
2,40	+ 1,6	— 7,1	3,40	+ 1,8	— 5,1
2,50	— 2,7	— 6,5	3,50	— 1,5	— 5,0
2,60	— 5,7	— 3,7	3,60	— 4,0	— 3,2
2,70	— 6,6	+ 0,3	3,70	— 4,9	— 0,2
2,80	— 5,0	+ 3,9	3,80	— 4,1	+ 2,6
2,90	— 1,8	+ 5,9	3,90	— 1,7	+ 4,4
3,00	+ 1,9	+ 5,7	4,00	+ 1,1	+ 4,5

Продолжение

$\frac{d}{\lambda}$	R_A, R_{A3}, *ом*	X_A, X_{A3}, *ом*	$\frac{d}{\lambda}$	R_A, R_{A3}, *ом*	X_A, X_{A3}, *ом*
$h = 1,0\ \lambda$					
0,00	—4,1	—0,7	1,00	+4,1	—4,2
0,10	—4,1	—0,4	1,10	+1,5	—5,9
0,20	—4,0	+0,5	1,20	—1,6	—6,0
0,30	—3,5	+1,8	1,30	—4,5	—4,5
0,40	—2,4	+3,1	1,40	—6,3	—1,6
0,50	—0,8	+4,1	1,50	—6,2	+1,9
0,60	+1,5	+4,2	1,60	—4,3	+4,8
0,70	+3,6	+3,2	1,70	—1,2	+6,4
0,80	+5,1	+1,1	1,80	+2,4	+6.0
0,90	+5,3	—1,6	1,90	+5,1	+3,8
1,00	+4,1	—4,2	2,00	+6,3	+0,4
2,00	+6,3	+0,4	3,00	+4,5	+2,5
2,10	+5,4	—3,0	3,10	+5,1	—0,5
2,20	+2,9	—5,3	3,20	+3,8	—3,2
2,30	—0,5	—5,9	3,30	+1,4	—4,7
2,40	—3,6	—4,6	3,40	—1,5	—4,5
2,50	—5,4	—1,8	3,50	—3,7	—2,8
2,60	—5,4	+1,5	3,60	—4,6	—0,2
2,70	—3,6	+4,2	3,70	—3,8	2,4
2,80	+0,7	+5,4	3,80	—1,7	4,1
2,90	+2,4	+4,7	3,90	+0,9	4,2
3,00	+4,5	+2,5	4,00	+3,1	+2,9
$h = 1,5\ \lambda$					
0,0	+1,7	+0,2	2,0	—0,1	—4,2
0,5	+1,1	—1,4	2,5	—2,2	+3,7
1,0	—2,7	—0,3	3,0	+3,3	—2,6
1,5	+2,1	+3,1	3,5	—3,7	+1,5
2,0	—0,1	—4,2	4,0	+3,6	—0,6
$h = 2,0\ \lambda$					
0,0	—1,0	—0,1	2,0	—2,5	+1,0
0,5	—0,7	+0,6	2,5	+2,9	+1,1
1,0	+1,1	+0,9	3,0	—1,9	—2,6
1,5	+0,6	—2,1	3,5	+0,6	+3,1
2,0	—2,5	+1,0	4,0	+0,5	—3,1
$h = 2,5\ \lambda$					
0,0	+0,6	+0,1	2,0	+1,6	+0,8
0,5	+0,5	—0,3	2,5	—0,3	—2,1
1,0	—0,4	—0,7	3,0	—1,4	+1,9
1,5	—1,0	+0,9	3,5	+2,4	—0,7
2,0	+1,6	+0,8	4,0	—2,5	—0,6

$\frac{d}{\lambda}$	R_A, R_{A3}, *ом*	X_A, X_{A3}, *ом*	$\frac{d}{\lambda}$	R_A, R_{A3}, *ом*	X_A, X_{A3}, *ом*
$h = 3{,}0\ \lambda$					
0,0	−0,5	0,0	2,0	−0,5	−1,1
0,5	−0,4	+0,2	2,5	−1,0	+1,2
1,0	+0,2	+0,6	3,0	+1,8	+0,2
1,5	+0,9	−0,2	3,5	−1,2	−1,6
2,0	−0,5	−1,1	4,0	−0,1	+2,1
$h = 3{,}5\ \lambda$					
0,0	+0,3	0,0	2,0	−0,1	+0,9
0,5	+0,3	−0,1	2,5	+1,1	−0,2
1,0	−0,0	−0,4	3,0	−0,7	−1,2
1,5	−0,6	−0,1	3,5	−0,6	+1,4
2,0	−0,1	+0,9	4,0	+1,6	−0,6

Коэффициент направленного действия антенны можно рассчитать по формуле

$$D = \frac{R_{виб}}{R_A + R_3}\, 2N^2 (1 + \sin kd)^2.$$

Отсюда, полагая для рассматриваемого случая $d = \frac{\lambda}{4}$ и $R_A = R_3$, получаем расчетную формулу

$$D = 4\frac{R_{виб}}{R_A} N^2, \qquad (34)$$

где $R_{виб}$ — сопротивление излучения отдельного вибратора;
N — число вибраторов в одном полотне.

Синфазная антенна с металлическим экраном. Поскольку действие экрана можно заменить действием зеркальных изображений вибраторов с противоположно направленными токами, а энергия излучается в этом случае лишь в переднее полупространство, то при $\beta = 1$ и $\psi = \pi$ сопротивления излучения антенны и зеркала вычисляются

$$Z_\Sigma^{(A)} = Z_\Sigma^{(3)} = Z_A - Z_{A.3},$$

где Z_A — собственное сопротивление антенны;
$Z_{A.3}$ — взаимное сопротивление антенны.

Входная проводимость антенны с учетом питания в пучности напряжения равна

$$Y_{вх}^{(A)} = \frac{1}{W^2}\left(Z_A - Z_{A.3}\right).$$

Коэффициент направленного действия системы определяется по формуле

$$D=\frac{R_{виб}}{R_{А}-R_{А.\,з}}\,4N^2\sin^2\frac{kd}{2};$$

для $d=\frac{\lambda}{2}$

$$D=\frac{R_{виб}}{R_{А}-R_{А.\,з}}\,4N^2.$$

Например, для одного вибратора перед экраном к. н. д. имеет значение (при $N=1$; $R_{виб}=73$ *ом*, $R_{А.\,з}=-13$ *ом*)

$$D=\frac{73}{73-(-13)}\,4=3{,}4.$$

Синфазная антенна с пассивным зеркалом. В этом случае необходимо прежде всего определить комплексные амплитуды токов в пассивных вибраторах из условий оптимальной настройки антенны. Другими словами, нужно знать коэффициенты β и ψ, которые можно определить, воспользовавшись формулами

$$\beta=\sqrt{\frac{R^2_{А.\,з}+X^2_{А.\,з}}{R^2_{А}+X^2_{А}}}; \qquad (35)$$

$$\psi=\delta_{А}+\pi-\delta_{А.\,з}, \qquad (36)$$

где

$$\left.\begin{aligned}\delta_{А}&=\mathrm{arc\,tg}\frac{X_{А}}{R_{А}};\\ \delta_{А.\,з}&=\mathrm{arc\,tg}\frac{X_{А.\,з}}{R_{А.\,з}}.\end{aligned}\right\} \qquad (37)$$

Тогда активная и реактивная составляющие сопротивления излучения антенны будут выражаться формулами

$$\left.\begin{aligned}R^{(А)}_{вх}&=R_{А}+\beta\cos\psi R_{А.\,з}+\beta\sin\psi X_{А.\,з};\\ X^{(А)}_{вх}&=X_{А}+\beta\cos\psi X_{А.\,з}-\beta\sin\psi R_{А.\,з},\end{aligned}\right\} \qquad (38)$$

где

$R_{А}$, $X_{А}$ — составляющие собственного сопротивления антенны;
$R_{А.\,з}$, $X_{А.\,з}$ — составляющие взаимного сопротивления антенны.

Составляющие сопротивления антенны определяются по табл. 2.

Эти четыре сопротивления часто в литературе обозначаются соответственно через R_{2s_0}; R_{2q_0}; R_{2s}; R_{2q}.

Вышеприведенные формулы позволяют рассчитать входное сопротивление ненастроенной антенны. Настроенная система обеспечивает наилучшее соотношение к. н. д. антенн с пассивным и активным зеркалами

$$q=\frac{D_{пасс}}{D_{акт}}=\frac{R_{А}\left[1+\beta^2+2\beta\cos(\psi+kd)\right]}{2\left(R_{А}+\beta\cos\psi\cdot R_{А.З}+\beta\sin\psi\cdot X_{А.З}\right)}. \qquad (39)$$

Максимальное значение q проще всего определить вычислив и вычертив кривую $q=f(\psi)$ по уравнению (39). Оптимальная величина $\psi_{опт}$ определяется по этой же кривой. Вычислив таким образом $\psi_{опт}$, легко определить интересующие нас β, $R_{вх}^{(А)}$ и $X_{вх}^{(А)}$ по формулам (38) и (40)

$$\beta=-\mu\cos\left(\delta_{А.З}+\psi_{опт}\right), \qquad (40)$$

где

$$\mu=\frac{\sqrt{R_{А.З}^2+X_{А.З}^2}}{R_{А}}.$$

Сопротивление излучения и коэффициент направленного действия антенны определяются выражениями

$$R_{\Sigma}=R_{А}\left[1-\mu^2\cos\left(\delta_{А.З}-\psi_{опт}\right)\cos\left(\delta_{А.З}+\psi_{опт}\right)\right]; \qquad (41)$$

$$D=\frac{R_{вв6}N^2\left[1+\beta^2+2\beta\cos\left(\psi_{опт}-kd\right)\right]}{R_{А}+\beta\cos\psi\, R_{А.З}-\beta\sin\psi X_{А.З}}. \qquad (42)$$

Для компенсации реактивных сопротивлений антенны и зеркала вибраторы укорачиваются. Величина укорочения вибраторов антенны и зеркала определяется по формулам

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}2k\left(l_{А}-l'_{А}\right)&=\frac{2W\left(b-b_{А}\right)}{\sqrt{\left(W^2-a^2-b^2\right)\left(W^2-a^2-b_{А}^2\right)}};\\ \operatorname{tg}2k\left(l_{З}-l'_{З}\right)&=\frac{2W\left(b-b_{З}\right)}{\sqrt{\left(W^2-a^2-b^2\right)\left(W^2-a^2-b_{З}^2\right)}}, \end{aligned}\right\} \qquad (43)$$

где

$$a=\frac{R_{А}}{N};\quad b=\frac{X_{А}}{N};\quad b_{А}=\frac{X_1}{N};\quad b_{З}=\frac{X_2}{N};$$

$$X_1=R_{А}\mu^2\sin\left(\delta_{А.З}-\psi_{опт}\right)\cos\left(\delta_{А.З}+\psi_{опт}\right);$$

$$X_2=R_{А}\operatorname{tg}\left(\delta_{А.З}+\psi_{опт}\right);$$

$$W=120\left(\ln\frac{\lambda}{\pi l}-0{,}577\right).$$

Практически настройка зеркала производится с помощью шлейфов, причем один шлейф ставится на несколько вибраторов (обычно на одну вертикальную секцию). При настройке меняют длину шлейфа и добиваются максимального сигнала на входе индикаторного устройства. Вибраторы антенны обычно питаются попарно с помощью двухпроводной линии. Входное сопротивление каждой пары таких вибраторов определяется выражением

$$Z_1 = \frac{NW_c^2}{2R_\Sigma}, \qquad (44)$$

где W_c — волновое сопротивление связанного вибратора.

Волновое сопротивление может быть выражено формулой

$$W_c = W\sqrt{1 - \frac{X_н}{kW}}, \qquad (45)$$

где $X_н$ — наведенное реактивное сопротивление.

Наведенное реактивное сопротивление выражается следующей формулой:

$$X_н = \frac{2X_{А.З}}{l\left[1 - \frac{\sin 2kl}{2kl}\right]}. \qquad (46)$$

Входное сопротивление секции антенны, состоящей из m этажей, вычисляется как

$$Z_2 = \frac{Z_1}{m}, \qquad (47)$$

а сопротивление всей антенны из p секций

$$Z_3 = \frac{Z_2}{p}. \qquad (48)$$

При проектировании сложной антенны важным моментом является подбор фидера, удовлетворяющего требованиям согласования и максимально допустимой пропускаемой мощности.

Максимально допустимая мощность для фидера может быть определена по формуле

$$P_{max} = \frac{d^2 E_0^2 W}{2{,}88 \cdot 10^4} \ вт, \qquad (49)$$

где

$$E_0 = \frac{2U}{1{,}15d \lg \frac{D}{d}} \ в/см;$$

U — максимально допустимое напряжение, *в*;
W — волновое сопротивление фидера, *ом*;
d — диаметр внутреннего проводника кабеля, *см*;
D — диаметр внешнего проводника кабеля, *см*.

Порядок расчета синфазной антенны.

1. По формулам

$$d_г = \frac{51°\lambda}{\theta^{\circ}_{г0,5P_{max}}}; \qquad (50)$$

$$d_в = \frac{51°\lambda}{\theta^{\circ}_{в0,5p_{max}}} \qquad (51)$$

определяем главные размеры полотна синфазных вибраторов.

2. Исходя из основных размеров $d_г$ и $d_в$ и расстояния между вибраторами, равного $\frac{\lambda}{2}$, рассчитываем число вибраторов в этаже и количество этажей.

3. Определяем по табл. 2 активные $R_{А.З}$, $R_А$ и реактивные сопротивления $X_А$, $X_{А.З}$.

4. Вычисляем амплитудный и фазовые коэффициенты β и ψ по формулам (35) и (36).

5. Путем вычисления и построения кривой $q = f(\psi)$ по уравнению (39) находим оптимальное $\psi_{опт}$.

6. Приняв $\psi = \psi_{опт}$ по формулам (38), (41) и (42), вычисляем $R^{(А)}_{вх}$, $X^{(А)}_{вх}$, R_{Σ} и D.

7. Определяем величину укорочения вибраторов антенны и зеркала из выражения (43).

8. Вычисляем диаграмму направленности антенны в горизонтальной плоскости по формулам (26).

9. Определяем угловое положение максимумов и минимумов диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости, для чего используем формулы

$$\theta^{\circ}_{max} = \arccos \frac{2k' + 1}{4\frac{H_{ср}}{\lambda}}; \qquad (52)$$

$$\theta^{\circ}_{min} = \arccos \frac{k'}{2\frac{H_{ср}}{\lambda}} \qquad (53)$$

при $k' = 1, 2, 3, \ldots$

10. Последовательно по формулам (44), (47) и (48) рассчитываем входные сопротивления в различных точках подключения фидера к антенне.

11. Исходя из найденных величин входного сопротивления Z_1, Z_2, Z_3, подбираем марки фидеров.

12. Проверяем выбранные фидеры на величину допустимой мощности.

13. Определяем к. п. д. фидерного устройства.

14. Рассчитываем основные конструктивные размеры вращающегося сочленения.

Пример. Рассчитать синфазную многовибраторную антенну с зеркалом из пассивных вибраторов если задано $\lambda = 3$ *м*, $\theta_г^\circ = 25^\circ$, $\theta_в^\circ = 60^\circ$, импульсная мощность $P\Pi_д = 150$ *квт*, высота установки антенны $H_{ср} = 10{,}5$ *м*.

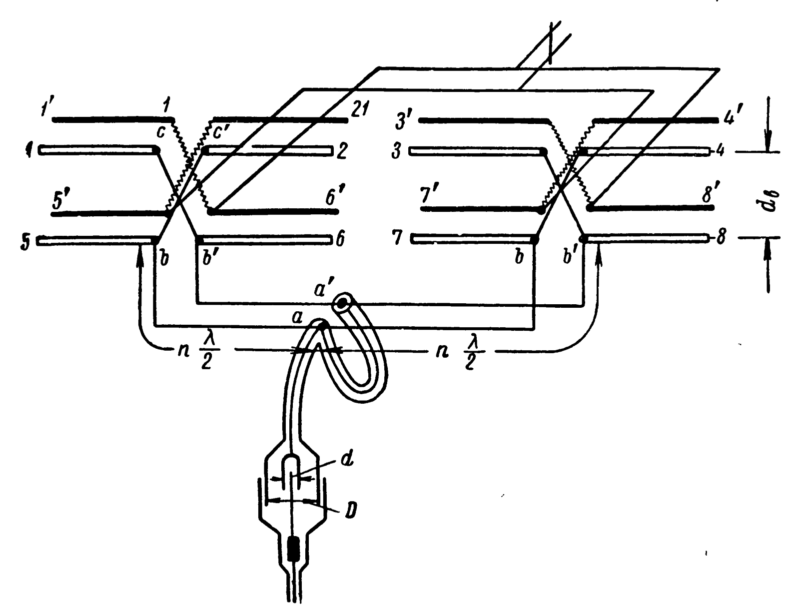


Рис. 17. Схема сложной синфазной антенны

1. Основные размеры полотна вибраторов

$$d_г = \frac{51^\circ\lambda}{\theta_г^\circ} = \frac{51^\circ \cdot 3}{25^\circ} \approx 6 \text{ м};$$

$$d_в = \frac{51^\circ\lambda}{\theta_в^\circ} = \frac{51^\circ \cdot 3}{60^\circ} \approx 2{,}5 \text{ м}.$$

2. Расстояние между антенной и зеркалом из пассивных вибраторов выбираем равным $d_0 = \frac{\lambda}{4} = 0{,}75$ *м*, а расстояния между вибраторами в горизонтальном направлении полагаем равными $h = 1{,}6$ *м*. Число вибраторов в этаже $N_г = \frac{d_г}{\frac{\lambda}{2}} = 4$. Число этажей $N_в = 2$. Окончательно принимаем антенну, схема которой показана на рис. 17.

Вибраторы располагаем горизонтально. Основанием для выбора горизонтальной поляризации являются следующие соображения:

а) эффективная отражающая поверхность самолетов и судов при горизонтальной поляризации несколько больше, чем при вертикальной в силу их развитости в горизонтальной плоскости;

б) местные предметы, создающие помехи, вытянуты в вертикальной плоскости;

в) при горизонтальном расположении вибраторов конструкция антенны имеет более компактную форму.

3. Выбираем из табл. 2 четыре составляющих сопротивления антенны: $R_А$, $X_А$, характеризующие влияние всех вибраторов антенны на каждый вибратор той же антенны, и $R_{А.з}$, $X_{А.з}$, учитывающие влияния всех вибраторов зеркала на каждый вибратор антенны.

Исходными данными для расчета сопротивлений являются величины $\frac{d}{\lambda}$ и $\frac{h}{\lambda}$. Для удобства проведения расчетов схематично представим себе взаимное расположение вибраторов рефлектора и их зеркальных отображений (на рис. 18 они показаны в виде точек).

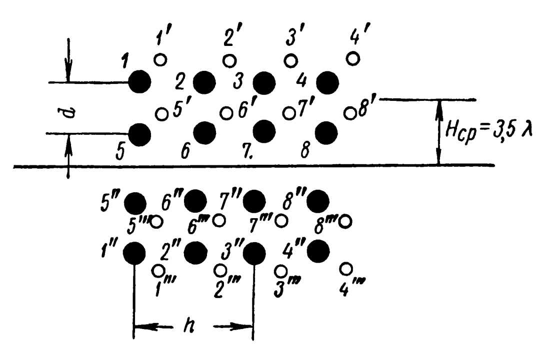


Рис. 18. Схема расположения вибраторов и их зеркальных изображений

Сначала подсчитываем сопротивление вибраторов первого этажа последовательно для 1, 2, 3 и 4-го вибраторов. Наводимые сопротивления зеркальных отображений берутся с обратным знаком. Наведенное сопротивление 1-го вибратора подсчитывается из следующих данных:

а) влияние 1-го вибратора на самого себя: $R_{А.з} = 73{,}1$ *ом* и $X_{А.з} = 42{,}5$ *ом* (при $d = 0$ и $h = 0$);

б) 2-го вибратора на 1-й: $R_{А.з} = 26{,}4$ *ом*, $X_{А.з} = 20{,}2$ *ом* ($d = 0$, $h = 0{,}5\ \lambda$);

в) 3-го вибратора на 1-й: $R_{А.з} = -4{,}1$ *ом*, $X_{А.з} = 0{,}7$ *ом* (при $d = 0$, $h = 1{,}0\ \lambda$) и т. д. для 4, 5, 6, 7 и 8-го вибраторов;

г) влияние зеркального изображения 1″ на 1-й вибратор: $\frac{h}{\lambda} = 0$ и $\frac{d}{\lambda} = 2 \cdot 3{,}5 + 2 \cdot 0{,}25 = 7{,}5$. Расчет дает $R_{А.з} = -0{,}12$ *ом* и $X_{А.з} = -2{,}55$ *ом*;

д) влияние изображения 2″ на 1-й вибратор:

$R_{А.з} = -0{,}42$ *ом*, $X_{А.з} = -2{,}49$ *ом* $\left(\text{при } \frac{d}{\lambda} = 7{,}5;\ \frac{h}{\lambda} = 0{,}5\right)$ и т. д.

Полное сопротивление 1-го вибратора будет равно

$$R_1 = a_1 + b_1 + c_1 + d_1 = 72{,}8 \text{ ом}.$$

Общее сопротивление других вибраторов (2, 3, 4-го) верхнего этажа как симметрично расположенных соответственно вычисляется по формулам

$$R_2 = a_1 + 2b_1 + c_1 = 60{,}7 + 29{,}0 - 5{,}05 = 84{,}65 \text{ ом},$$

$$R_3 = R_2 = 84{,}65 \text{ ом}; \quad R_4 = R_1 = 72{,}8 \text{ ом}.$$

Сопротивление всего верхнего этажа равно

$$R_I = R_1 + R_2 + R_3 + R_4 = 314{,}7 \text{ ом}.$$

Для подсчета полного сопротивления 1-го вибратора расчетные данные целесообразно представить в виде следующей таблицы

Секция		1	2	3	4
Сопротивления, наведенные вибраторами	1, 2, 3, 4 $1'2'3'4'$ $1''2''3''4''$ $1'''2'''3'''4'''$	+73,1 —12,5 + 0,12 — 0,06	+26,4 —11,9 +0,42 —0,42	—4,1 —0,8 +1,20 —1,35	+1,7 +1,1 +2,01 —2,22
Сумма, *ом*		$a_1=60,7$	$b_1=14,5$	$c_1=-5,05$	$d_1=+2,59$

Подобным образом подсчитываются сопротивления четырех нижних вибраторов (5, 6, 7 и 8-го)

$$R_{II}=R_5+R_6+R_7+R_8=315,4 \text{ ом}.$$

В итоге получаем

$$R_A=R_I+R_{II}=314,7+315,4\approx 630 \text{ ом}.$$

Составляющая X_A вычисляется аналогично, с той лишь разницей, что основная таблица составляется по графикам $X_{А.З}$.

В данном случае $X_I=136,5$ *ом*; $X_{II}=137,7$ *ом*, а $X_A=X_I+X_{II}=136,5+137,7=274,2$ *ом*.

При вычислении $R_{А.З}$ и $X_{А.З}$ подсчитывается взаимное сопротивление антенны и соответственно этому в основных таблицах приходится брать наведенные сопротивления для других расстояний $d=0,25\lambda$; $0,56\lambda$, $1,30\lambda$ и $1,52\lambda$. В остальном порядок вычислений остается прежний. Для данных условий получаем

$$\left.\begin{aligned} R'_1&=R'_4=16,5 \text{ ом},\\ R'_2&=R'_3=11,0 \text{ ом},\\ R'_5&=R'_8=16,8 \text{ ом},\\ R'_6&=R'_7=11,0 \text{ ом};\end{aligned}\right\} R_{А.З}=110,6 \text{ ом}$$

$$\left.\begin{aligned} X'_1&=X'_4=-61,6 \text{ ом},\\ X'_2&=X'_3=-76,4 \text{ ом},\\ X'_5&=X'_8=-61,8 \text{ ом},\\ X'_6&=X'_7=-75,0 \text{ ом}.\end{aligned}\right\} X_{А.З}=-548,8 \text{ ом}$$

Итак, $R_A=630$ *ом*, $X_A=274,2$ *ом*, $R_{А.З}=110,6$ *ом*, $X_{А.З}=-548,8$ *ом*.

4. По формулам (35) и (36) вычисляем

$$\beta = \frac{\sqrt{R_{А.З}^2 + X_{А.З}^2}}{\sqrt{R_А^2 + X_А^2}} = \sqrt{\frac{(1{,}06 \cdot 10^2)^2 + (5{,}5 \cdot 10^2)^2}{(6{,}3 \cdot 10^2)^2 + (2{,}74 \cdot 10^2)^2}} \approx 0{,}88;$$

$$\delta_А = \operatorname{arc\,tg} \frac{X_А}{R_А} = \operatorname{arc\,tg} \frac{274{,}2}{650} \approx 22°53';$$

$$\delta_{А.З} = \operatorname{arc\,tg} \frac{X_{А.З}}{R_{А.З}} = \operatorname{arc\,tg} \frac{-548{,}8}{110{,}6} \approx -78°33';$$

$$\psi = \delta_А + \pi - \delta_{А.З} = 22°53' + 180° + 78°33' = 281°26',$$

или $\psi = -78°34$.

5. Вычисляем $q = f(\psi)$ по формуле (39)

$$q = \frac{R_А}{2} \frac{1 + \beta^2 + 2\beta \cos(\psi + kd)}{R_А + \beta \cos\psi R_{А.З} + \beta \sin\psi X_{А.З}} =$$

$$= \frac{650}{2} \frac{1 + 0{,}88^2 + 2 \cdot 0{,}88 \cos\left(\psi + 2\pi \frac{0{,}75}{3}\right)}{650 + 0{,}88 \cdot 110{,}6 \cos\psi - 0{,}88 \cdot 548{,}8 \sin\psi} =$$

$$= \frac{-577 \sin\psi}{650 + 97 \cos\psi - 480 \sin\psi}.$$

Результаты расчета приводим ниже:

$\psi°$	—140	—130	—120	—110	—100	—90	—80	—70
q	0,24	0,43	0,49	0,56	0,55	0,53	0,50	0,48

Отсюда $\psi_{опт} \approx -105°$.

6. Определяем $\beta_{опт}$, R_Σ, D, $Z_{вх}^{(А)}$ настроенной антенны.

$$\mu = \frac{\sqrt{R_{А.З}^2 + X_{А.З}^2}}{R_А} = \frac{\sqrt{110{,}6^2 + 548{,}8^2}}{650} \approx 0{,}861;$$

$$\beta_{опт} = -\mu \cos(\delta_{А.З} + \psi_{опт}) = -0{,}861 \cos(-78°33' - 105°) \approx 0{,}86;$$

$$R_\Sigma = R_А \left[1 - \mu^2 \cos(\delta_{А.З} - \psi_{опт}) \cos(\delta_{А.З} + \psi_{опт})\right] =$$

$$= 650 \left[1 - 0{,}861^2 \cos(-78°33' + 105°) \cos(-78°33' - 105°)\right] = 1070 \text{ ом}.$$

$$D=\frac{R_{виб}\cdot N^2\left[1+\beta^2+2\beta\cos\left(\psi_{опт}-k\frac{\lambda}{4}\right)\right]}{R_A+\beta\cos\psi_{опт}R_{A.З}+\beta X_{A.З}\sin\psi_{опт}}=$$

$$=\frac{73\cdot 8^2\,[1+0{,}86^2+2\cdot 0{,}86\cos(-105^\circ-90^\circ)]}{650+0{,}86\cdot 110{,}6\cos(-105^\circ)-0{,}86\cdot 548{,}8\sin(-105^\circ)}\approx 25.$$

$$R_{вх}^{(A)}=R_A+\beta\cos\psi R_{A.З}+\beta X_{A.З}\sin\psi=650+$$

$$+0{,}86\cdot 110{,}6\cos(-105^\circ)+0{,}86\cdot 548{,}8\cdot\sin(-105^\circ)\approx 1076\ \text{ом};$$

$$X_{вх}^{(A)}=X_A+\beta X_{A.З}\cos\psi-\beta R_{A.З}\sin\psi=$$

$$=274{,}2-0{,}86\cdot 548{,}8\cos(-105^\circ)-0{,}86\cdot 110{,}6\times\sin(-105^\circ)\approx 484\ \text{ом}$$

7. Определяем величину укорочения вибраторов по формулам (43).

$$X_1=R_A\mu^2\sin(\delta_{A.З}-\psi_{опт})\cos(\delta_{A.З}+\psi_{опт})=$$

$$=650\cdot 0{,}86^2\sin(-78^\circ 33'+105^\circ)\cos(-78^\circ 33'-105^\circ)\approx -224\ \text{ом};$$

$$X_2=R_A\operatorname{tg}(\delta_{A.З}+\psi_{опт})=650\operatorname{tg}(-78^\circ 33'-105^\circ)\approx -62\ \text{ом};$$

$$a=\frac{R_A}{N}=\frac{650}{8}\approx 81\ \text{ом};\quad b_A=\frac{X_1}{N}=-\frac{224}{8}\approx -28\ \text{ом};$$

$$b=\frac{X_A}{N}=\frac{274{,}2}{8}\approx 34\ \text{ом};\quad b_З=\frac{X_2}{N}=-\frac{62}{8}\approx -7{,}8\ \text{ом};$$

$$W=120\left(\ln\frac{\lambda}{\pi r}-0{,}577\right)=120\left(\ln\frac{300}{\pi\cdot 1{,}25}-0{,}577\right)\approx 445\ \text{ом}.$$

Исходя из условий механической прочности вибраторов, выбираем диаметр их, равный 2,5 *см.*

$$\operatorname{tg}2k\left(l_A-l'_A\right)=\frac{2W(b-b_A)}{\sqrt{(W^2-a^2-b^2)(W^2-a^2-b_A)}}=$$

$$=\frac{2\cdot 445\,(34+28)}{\sqrt{(445^2-81^2-34^2)(445^2-81^2-28^2)}}\approx 0{,}23.$$

Укорочение вибраторов антенны равно

$$\frac{2k\left(l_A-l'_A\right)}{\pi}\,100\%=7{,}3\%,$$

где

$$k=\frac{2\pi}{\lambda},$$

$$\operatorname{tg}2k\left(l_З-l'_З\right)=\frac{2W(b-b_З)}{\sqrt{(W^2-a^2-b^2)\left(W^2-a^2-b_З^2\right)}}=$$

$$=\frac{2\cdot 445\,(34+7{,}8)}{\sqrt{(445^2-81^2-34^2)(445^2-81^2-7{,}8^2)}}\approx 0{,}15.$$

Укорочение вибраторов пассивного зеркала составит

$$\frac{2k\left(l_3-l_3'\right)}{\pi}\,100\% = \frac{4\left(l_3-l_3'\right)}{\lambda}\,100\% \approx 4{,}8\%.$$

8. Вычисляем сопротивления

$$X_{\text{н}} = \frac{2X_{\text{А.З}}}{l\left[1-\frac{\sin 2kl}{2kl}\right]} = \frac{2(-548{,}8)}{1{,}49} \approx -700 \text{ ом/м};$$

$$W_{\text{с}} = W\sqrt{1+\frac{X_{\text{н}}}{kW}} = 445\sqrt{1-\frac{700}{2{,}08\cdot 445}} \approx 220 \text{ ом};$$

$$Z_1 = \frac{NW_{\text{с}}^2}{2R_{\Sigma}} = \frac{8\cdot 220^2}{2\cdot 1070} \approx 192 \text{ ом};$$

$$Z_2 = \frac{Z_1}{m} = \frac{192}{2} = 96 \text{ ом};$$

$$Z_3 = \frac{Z_2}{p} = \frac{96}{2} = 48 \text{ ом}.$$

9. Для соединения вибраторов в секциях — участки $bb'cc'$ (рис. 17) выбираем кабель марки РД-16 с волновым сопротивлением $W = 180 \div 205$ *ом*.

На участках $aa'bb'$ целесообразно использовать кабель РД-17 с волновым сопротивлением $W = 95 \div 106$ *ом*, так как входное сопротивление каждой секции составляет $Z_2 = 96$ *ом*. Согласующую полуволновую петлю и главный фидер, идущий к вращающемуся сочленению, следует выполнить из кабеля марки РК-6 с волновым сопротивлением 50 *ом*.

10. Проверка кабелей на пропускаемую мощность. Напряжение, возникающее в кабеле РД-16 при мощности $P_{\text{Пд}} = 150$ *квт*, составит

$$V = W\sqrt{\frac{2P_{\text{Пд}}}{R_{\Sigma}}} = 200\sqrt{\frac{2\cdot 150\cdot 10^3}{1070}} \approx 3{,}4 \text{ кв},$$

что значительно меньше максимально допустимого напряжения, которое равно для данного кабеля 10,0 *кв*. Фидер РД-17 также удовлетворяет этому требованию. Коаксиальный кабель РК-6 выдерживает напряжение 4,5 *кв*, его основные размеры равны $D = 9{,}2$ *мм* и $d = 2{,}55$ *мм*.

По этим величинам по формуле (49) определяем допустимые напряженность поля и мощность

$$E_0 = \frac{2U}{1{,}15d\lg\frac{D}{d}} = \frac{2\cdot 4500}{1{,}15\cdot 2{,}55\lg\frac{9{,}2}{2{,}55}} \approx 7000 \text{ в/мм};$$

$$P_{\max} = \frac{d^2E_0^2W}{2{,}88\cdot 10^4} = \frac{2{,}55\cdot 7^2\cdot 10^6\cdot 50}{2{,}88\cdot 10^4} \approx 240 \text{ квт}.$$

Таким образом, кабель РК-6 может быть использован и по условиям пропускаемой мощности.

11. Коэффициент полезного действия фидера η определим по формуле

$$\eta = \frac{1}{1 + \left(K_{б.в} + \frac{1}{K_{б.в}}\right)\beta l}. \qquad (54)$$

Для подсчета η требуется знать коэффициент бегущей волны $K_{б.в}$. Вычислим $K_{б.в}$ через коэффициент отражения

$$\Gamma = \frac{W - Z_з}{W + Z_з} = \frac{50 - 48}{50 + 48} \approx 0,02;$$

$$K_{б.в} = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} = \frac{1 - 0,02}{1 + 0,02} \approx 0,97.$$

Определим затухание на всех участках фидерной линии

Кабель	β, *неп/м*	l, *м*	βl, *неп*
РД-16	$10 \cdot 10^{-3}$	3,2	$3,2 \cdot 10^{-2}$
РД-17	$8 \cdot 10^{-3}$	3,2	$2,56 \cdot 10^{-2}$
РК-6	$6 \cdot 10^{-3}$	12,0	$7,2 \cdot 10^{-2}$

Общее затухание равно 0,14 *неп*, тогда

$$\eta = \frac{1}{1 + \left(K_{б.в} + \frac{1}{K_{б.в}}\right)\beta l} = \frac{1}{1 + \left(0,97 + \frac{1}{0,97}\right)0,14} \approx 0,78.$$

12. Вращающееся сочленение должно иметь волновое сопротивление, равное волновому сопротивлению кабеля РК-6. Из формулы для волнового сопротивления кабеля с воздушным заполнением $W = 138 \lg \frac{D}{d}$ определяем размеры сочленения d и D.

Принимаем диаметр внутреннего стакана сочленения, равным $d = 30$ *мм*, тогда

$$\lg \frac{D}{30} = \frac{W}{138} = \frac{50}{138} \approx 0,362,$$

отсюда

$$\frac{D}{30} \approx 2,3, \quad D \approx 69 \text{ мм}.$$

13. Вычисление диаграммы направленности в горизонтальной плоскости ведем в обычном порядке по формуле (26)

$$F(\varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{\cos\varphi} \cdot \frac{\sin\left(n_г \frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{n\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)} \times$$

$$\times \sqrt{1 + \beta^2 + 2\beta\cos\left(\psi_{опт} + \frac{\pi}{2}\cos\varphi\right)} =$$

$$= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)\sin\left(4\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)}{n\cos\varphi\sin\left(\frac{\pi}{2}\sin\varphi\right)} \sqrt{1 + 0{,}86^2 + 2\cdot 0{,}86\cos(90^\circ\cos\varphi - 105^\circ)}.$$

Расчет показывает, что ширина диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости на уровне $0{,}707E_{max}$ составляет 23°.

14. Максимумы диаграммы направленности в вертикальной плоскости располагаются по направлениям, характеризуемым углом θ^0_{max} от вертикальной оси:

$$\theta^\circ_{max} = \arccos\frac{2k' + 1}{4\frac{H_{ср}}{\lambda}} = \arccos\frac{2k' + 1}{4\frac{10{,}5}{3}}.$$

$$\text{При } k' = 0 \quad \theta^{I}_{max} = \arccos\frac{1}{14} \approx 86^\circ,$$

$$k' = 1 \quad \theta^{II}_{max} = \arccos\frac{3}{14} \approx 78^\circ,$$

$$k' = 2 \quad \theta^{III}_{max} = \arccos\frac{5}{14} \approx 69^\circ,$$

$$k' = 3 \quad \theta^{IV}_{max} = \arccos\frac{7}{14} \approx 60^\circ \text{ и т. д.}$$

Минимумы диаграммы направленности располагаются под углами θ°_{min}

$$\theta^\circ_{min} = \arccos\frac{k'}{2\frac{H_{ср}}{\lambda}} = \arccos\frac{K'}{\frac{2\cdot 10{,}5}{3}};$$

$$\theta^{I}_{min} = \arccos\frac{0}{7} \approx 90^\circ;$$

$$\theta^{II}_{min} = \arccos\frac{1}{7} \approx 81^\circ 45';$$

$$\theta^{III}_{min} = \arccos\frac{2}{7} \approx 73^\circ 30' \text{ и т. д.}$$

§ 4. Расчет антенн типа «волновой канал»

Многовибраторные антенны, несмотря на ряд достоинств (высокое значение коэффициента направленного действия и малый уровень боковых лепестков), обладают существенным конструктивным недостатком, который обусловлен сложной, разветвленной системой питания.

Антенны типа «волновой канал» свободны от этого недостатка. Они представляют собой излучающую систему весьма простой конструкции, состоящей из линейной решетки вибраторов, укрепленных на металлической стреле (рис. 19). Антенна возбуждается путем подключения кабеля к одному из вибраторов. Если фазовая скорость волны в нагруженной таким образом системе меньше скорости света в свободном пространстве, то максимум диаграммы направленности ориентируется вдоль оси антенны.

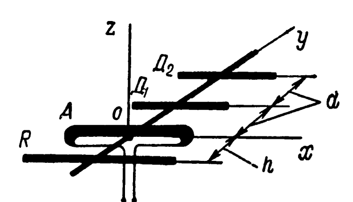


Рис. 19. Схема расположения элементов директорной антенны

Рассматриваемое устройство обычно состоит из активного вибратора A и нескольких пассивных вибраторов R, $Д_1$, $Д_2$.

Нетрудно доказать, что для усиления электромагнитного поля в прямом направлении и ослабления его в противоположном необходимо в вибраторе R возбуждать ток, равный по амплитуде току в вибраторе A и сдвинутый по фазе на угол 90° в сторону упреждения.

При расстоянии между R и A, равном $\frac{\lambda}{4}$, и соответствующем сдвиге фазы на 90° поля вибраторов R и A в прямом направлении (в сторону положительных игреков) будут иметь нулевой фазовый сдвиг, в обратном — они приходят в противофазе. Если в вибраторе $Д$ течет ток, отстающий по фазе относительно тока вибратора A на угол 90°, а расстояние между вибраторами равно $\frac{\lambda}{4}$, то поля этих вибраторов будут складываться в прямом направлении.

Требуемые фазовые сдвиги токов пассивных вибраторов R и $Д$ обеспечиваются изменением их длины. Согласно теории длинных линий входное сопротивление короткозамкнутого отрезка линии определяется по формуле

$$Z_{вх}=jW\,\mathrm{tg}\frac{2\pi l}{\lambda},$$

где l — длина плеча вибратора. Покажем, что для получения тока в вибраторе R, опережающего по фазе ток в активном вибраторе, первый необходимо удлинять (длину плеча вибратора A принимаем равной $0{,}25\lambda$).

Если $l > \frac{\lambda}{4}$, то $\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda} < 0$, $Z_{вх}$ имеет емкостный характер. Следовательно, ток в вибраторе R будет опережать ток активного вибратора. При длине вибратора $l < \frac{\lambda}{4}$, $\operatorname{tg}\frac{2\pi l}{\lambda} > 0$, $Z_{вх}$ имеет индуктивный характер, при котором ток отстает относительно возбуждаемой э. д. с., а следовательно, и относительно тока активного вибратора.

Итак, длина вибратора R должна быть больше длины активного вибратора A. При этом его реактивное сопротивление становится отрицательным, что создает условия ослабления излучения антенны в сторону отрицательных значений игреков и усиления поля в положительном направлении оси. Следовательно, вибратор R работает как рефлектор. Пассивные вибраторы $Д_1$, $Д_2$ укорачиваются, и, благодаря их положительному реактивному сопротивлению, поле усиливается также в прямом направлении. Эти вибраторы являются директорами.

Эффект концентрации электромагнитных волн вдоль оси усиливается с увеличением числа директоров. Однако на практике, как правило, устанавливается не более четырех директоров. Это объясняется, во-первых, слабым влиянием на диаграмму излучения наиболее удаленных от активного вибратора директоров; во-вторых, при большом числе директоров чрезвычайно сильно усложняется настройка антенны; в-третьих, с увеличением числа вибраторов уменьшается жесткость конструкции и возрастает радиус обметания антенны.

Пассивные вибраторы могут непосредственно соединяться с заземленной стрелой, так как симметричный полуволновой вибратор в средней точке имеет нулевой потенциал.

В силу взаимного влияния вибраторов входное сопротивление антенны значительно снижается. Эта причина вызывает серьезные трудности при согласовании питающего кабеля с антенной. Поэтому часто в качестве активного вибратора используют петлевой вибратор Пистолькорса.

С помощью антенн «волновой канал» практически можно получить сравнительно широкие диаграммы направленности порядка 15—30°. Коэффициент направленного действия таких антенн невысок и вычисляется по формуле

$$D = 5\frac{L_A}{\lambda}, \tag{55}$$

где L_A — длина антенны.

Антенны типа «волновой канал» просты в изготовлении и дешевы. Их недостатком, однако, является трудность настройки и сложность расчета. Расчет можно выполнить, используя систему линейных уравнений вида

$$\sum_{m=0}^{N} I_{\max}^{(N)} Z_{nm} = U_n, \tag{56}$$

устанавливающих связь между токами, э. д. с. и сопротивлениями в вибраторах. Однако при этом необходимо учитывать следующие допущения и ограничения.

Так как для обеспечения необходимой фазировки пассивных вибраторов их длину приходится брать отличной от $\frac{\lambda}{2}$, то наведенные сопротивления Z_{ik} будут отличаться от наведенных сопротивлений для полуволновых вибраторов.

Пользуясь при расчетах табличными данными Z_{ik} для полуволновых вибраторов, мы всегда будем допускать ошибки, которые становятся небольшими при малом числе директоров. Таким образом, достаточно точный расчет может быть выполнен при небольшом числе пассивных вибраторов, порядка трех-четырех.

Точное решение системы линейных уравнений требует вычисления громоздких определителей, поэтому целесообразно ограничиваться расчетом маловибраторных систем.

В связи с этим проектирование антенн типа «волновой канал» с числом директоров больше трех целесообразнее вести экспериментальным путем. Целью расчета антенны является подбор расстояний между вибраторами и определение собственных реактивных сопротивлений, зависящих от длины элементов, для получения заданной диаграммы направленности. Критерием оптимальности рассчитанных величин обычно служит максимум отношения интенсивности излучения в прямом и обратном направлениях.

Основные параметры антенны могут быть рассчитаны по формулам, выведенным путем решения разностного уравнения, которое получено из преобразованной системы уравнений (56) [10].

Диаграмма направленности определяется из выражения

$$E(\varphi,\ \theta)=\frac{60I_0}{r_0\sin kl}\cdot\frac{\cos(kl\cos\theta\cdot\sin\varphi)-\cos kl}{\sqrt{1-\sin^2\varphi\cos^2\theta}}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{Z_{13}a-Z_{12}}{Z_{11}a-Z_{12}}\,\frac{e^{ik\frac{m+1}{2}d\cos\varphi\cos\theta}}{(a-e^{-\gamma})^2e^{-\gamma(m-1)}-(a-a^{\gamma})e^{\gamma(m-1)}}\times\right.$$

$$\times\left[\frac{\operatorname{sh}\left(i\frac{kmd}{2}\cos\varphi\cos\theta-\frac{m\gamma}{2}\right)(a-e^{\gamma})e^{\frac{\gamma(m-1)}{2}}}{\operatorname{sh}\left(i\frac{kd}{2}\cos\varphi\cos\theta-\frac{\gamma}{2}\right)}-\right.$$

$$\left.\left.-\frac{\operatorname{sh}\left(i\frac{kdm}{2}\cos\varphi\cos\theta+\frac{m\gamma}{2}\right)}{\operatorname{sh}\left(i\frac{kd}{2}\cos\varphi\cos\theta+\frac{\gamma}{2}\right)}(a-a^{\gamma})\,e^{\frac{-\gamma(m-1)}{2}}\right]\right\}, \qquad (57)$$

где $a=\frac{Z_{13}}{Z_{12}}$;

Z_{13} и Z_{12} — взаимные сопротивления излучения вибраторов;

θ, φ — углы в вертикальной и горизонтальной плоскостях (угловые координаты отсчитываются от оси антенны);

r_0 — расстояние от оси антенны до точки приема;

l — длина одного плеча вибратора;

m — число директоров;

d — расстояние между директорами;

I_0 — ток у основания активного вибратора;

$$\gamma=\operatorname{arc\,ch}\left[-\frac{2Z_{12}a-Z_{11}(a^2+1)}{2(Z_{11}a-Z_{12})}\right].$$

Входное сопротивление определяется по формуле

$$Z_{вх}=Z_{A11}-Z_{13}-(Z_{13}a-Z_{12})\times$$
$$\times\frac{(a-a^{\gamma})e^{\gamma(m-1)}-(a-a^{-\gamma})e^{-\gamma(m-1)}}{(a-e^{\gamma})^2e^{-\gamma(m-1)}-(a-e^{\gamma})^2\ e^{\gamma(m-1)}}. \quad (58)$$

Коэффициент направленного действия определяется по формуле

$$D(\varphi,\ \theta)=1{,}64\,\frac{E^2(\varphi,\ \theta)-73{,}1}{R_{вх}\left(\frac{60I_0}{r_0\sin kl}\right)^2}, \quad (59)$$

где $R_{вх}$ — активная составляющая $Z_{вх}$.

При производстве расчетов по формулам (56)—(59) возникает необходимость в нахождении гиперболических и логарифмических функций. Для определения величин $\ln x$, e^x, $\operatorname{tn} x$, $\operatorname{sh} x$, $\operatorname{ch} x$ и $\frac{1}{x}$ аргумента x можно воспользоваться номограммой, приведенной на рис. 20. Нахождение вышеперечисленных функций сводится к следующему: значения x откладываются на шкалах x и x' и соединяются прямой линией, перпендикулярной к осям номограммы. Точки пересечения этой прямой с соответствующими осями дают искомый ответ. При решении обратной задачи — определение аргумента по известной функции — следует через значение функции провести прямую так, чтобы она отсекла на осях аргумента x одинаковые значения, которые и явятся искомым аргументом.

Для определения функции $y=\sqrt[n]{x}$ значение аргумента на шкале x соединяется прямой со значением показателя корня на шкале n. Продолженная прямая отсчета укажет нужную величину на шкале игреков.

Порядок расчета антенны типа «волновой канал».

1. Задаемся числом директоров N, расстоянием между ними d и собственными сопротивлениями активного вибратора и директоров $Z_{nn}=Z_0=R_{nn}+iX_{nn}$.

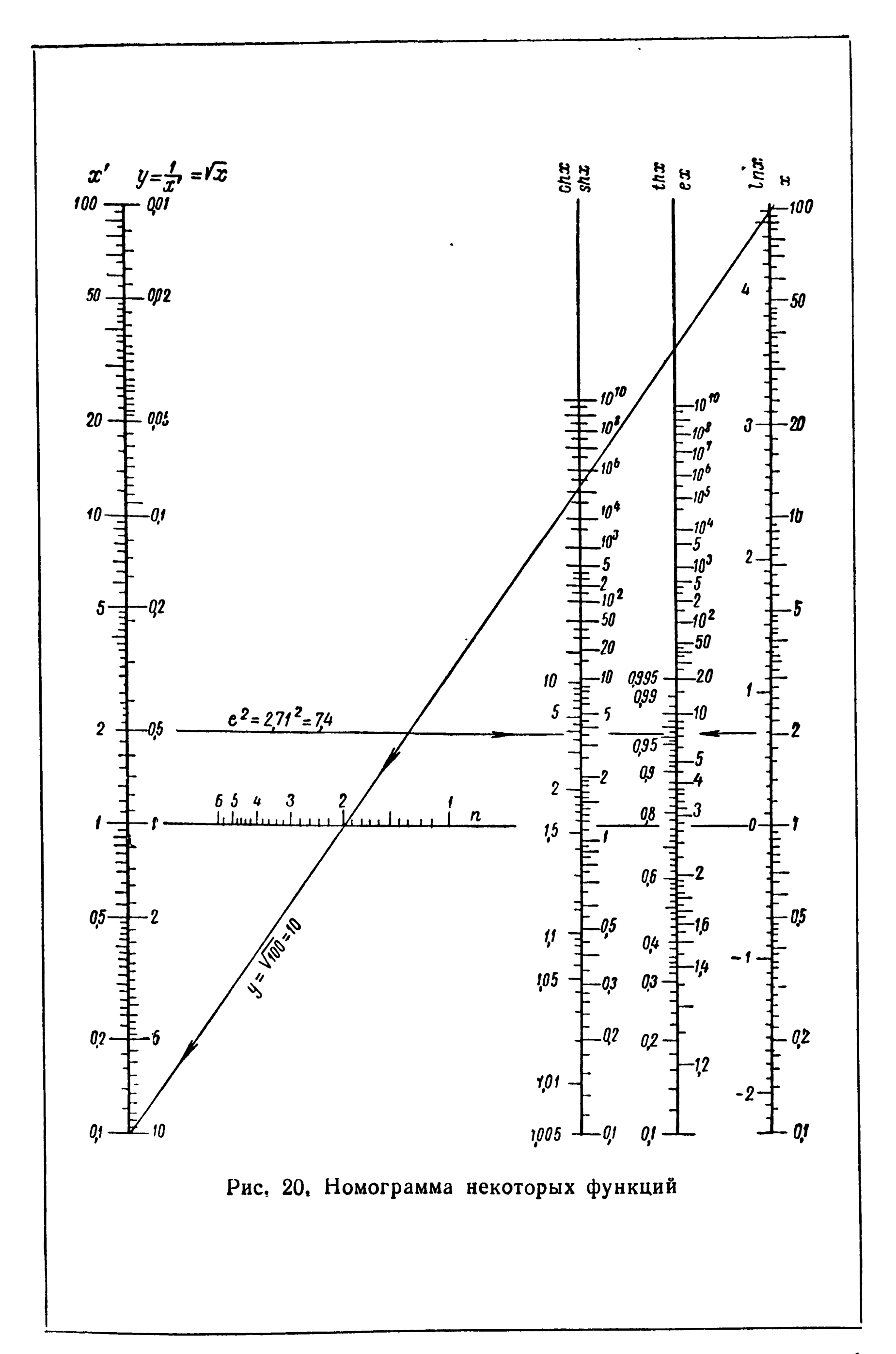


Рис. 20. Номограмма некоторых функций

Рекомендуется принимать $X_{nn} = -(20 \div 120)$ *ом*, $R_{nn} = 73$ *ом*.

2. По табл. 2 определяем взаимные сопротивления Z_{nm}.

3. Вычисляем токи в вибраторах в долях амплитуды тока в активном вибраторе. Для этого воспользуемся рекурентной формулой Леонтовича для тока I_m^{N+1} в m-ом вибраторе антенны с $N+1$ директорами

$$I_m^{(N+1)} = \frac{I_m^{(N)} - \sigma_N I_{N+1-m}^{(N)}}{1 - \sigma_N^2}, \tag{60}$$

где

$$\sigma_N = \sum_{m=0}^{N} Z_{N+1,\,m} I_m^{(N)}; \tag{61}$$

$I_{N+1}^{(N)}$ — ток в отсутствующем вибраторе.

Определение токов проводится методом последовательных вычислений. Вначале предполагают, что антенна состоит только из одного активного вибратора. Так как число директоров $N = 0$, то

$$I_0^{(0)} = \frac{e_0}{Z_{00}} = \frac{1}{Z_{00}}. \tag{62}$$

(при расчете диаграммы направленности можем положить э. д. с. питания $e_0 = 1$ *в*).

Далее предполагаем, что антенна содержит, кроме активного вибратора, и один директор $N + 1 = 1$. Согласно формуле (61) определяем множитель

$$\sigma_{N=0} = \sum_{m=0}^{N=0} Z_{10} I_0^{(0)},$$

с учетом (62)

$$\sigma_0 = Z_{10} \frac{1}{Z_{00}}.$$

Находим ток в активном вибраторе и директоре

$$I_0^{(1)} = \frac{I_0^0 - \sigma_0 I_1^{(0)}}{1 - \sigma_0^2} = \frac{I_0^{(0)}}{1 - \sigma_0^2},$$

так как $I_1^{(0)} = 0$

$$I_1^{(1)} = \frac{I_1^{(0)} - \sigma_0 I_{(1-1)}^{(0)}}{1 - \sigma_0^2} = -\frac{\sigma_0 I_0^{(0)}}{1 - \sigma_0^2} = -\sigma_0 I_0^{(1)}.$$

Увеличиваем число директоров до двух и в таком же порядке определяем токи в активном вибраторе, первом и втором директорах.

Теперь $N+1=2$, а множитель $\sigma_1=\sum_{m=0}^{N=1} Z_{2m} I_m^{(1)} = Z_{20} I^{(1)} +$

$$+ Z_{21} I_1^{(1)} = Z_{20} I_0^{(1)} + Z_{21}\left(-\sigma_0 I_0^{(1)}\right) = Z_{20} I_0^{(1)} - \sigma_0 Z_{21} I_0^{(1)} = \left(Z_{20} - \sigma_0 Z_{21}\right) I_0^{(1)}.$$

Ток в активном вибраторе ($m=0$)

$$I_0^{(2)} = \frac{I_0^{(1)} - \sigma_1 I_2^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{I_0^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{I_0^{(1)}}{1-(Z_{20}-\sigma_0 Z_{21})^2\left[I_0^{(1)}\right]^2} =$$

$$= \frac{\dfrac{I_0^{(0)}}{1-\sigma_0^2}}{1-\left[\dfrac{(Z_{20}-\sigma_0 Z_{21})}{1-\sigma_0^2} I_0^{(0)}\right]^2}.$$

Ток в первом директоре ($m=1$)

$$I_1^{(2)} = \frac{I_1^{(1)} - \sigma_1 I_{(2-1)}^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{\left(1-\sigma_1\right) I_1^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{I_1^{(1)}}{1+\sigma_1} = \frac{-\sigma_0 I_0^{(1)}}{1+\sigma_1} = \frac{-\sigma_0 I_0^{(0)}}{(1+\sigma_1)\left(1-\sigma_0^2\right)}.$$

Ток во втором директоре ($m=2$)

$$I_2^{(2)} = \frac{I_2^{(1)} - \sigma_1 I_{(2-2)}^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{I_2^{(1)} - \sigma_1 I_0^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{-\sigma_1 I_0^{(1)}}{1-\sigma_1^2} = \frac{\sigma_1 I_0^{(0)}}{\left[1-\sigma_1^2\right]^2}.$$

$$I_{N+1}^{(N)} = I_2^{(1)} = 0.$$

4. По формуле

$$F(\theta) = \left[\sum_{m=0}^{2} I_m e^{ikmd\cos\theta} + I_p e^{-ikh\cos\theta}\right] \frac{\cos\left(\dfrac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}$$

определяем значения диаграмм направленности по двум главным направлениям $\theta=0$ и $\theta=180°$.

$$\frac{F(0)}{F(180°)} = \frac{\left[I_0 + I_1 e^{ikd\cos 0} + I_2 e^{i2kd\cos 0}\right] 1}{\left[I_0 + I_1 e^{ikd\cos 180°} + I_2 e^{i2kd\cos 180°}\right]} = \frac{I_0 + I_1 e^{ikd} + I_2 e^{i2kd}}{-\left(I_0 + I_1^{-ikd} I_2 e^{-i2kd}\right)}.$$

5. Задавшись рядом значений реактивной составляющей собственного сопротивления активного вибратора, определяем отношение $\dfrac{F(0)}{F(180°)}$.

6. На основании полученных расчетов строится график $\dfrac{F(0)}{F(180°)} = f(x_{nn})$, по которому выбирается оптимальное значение x_{nn}, отвечающее максимуму отношения $\left[\dfrac{F(0)}{F(180°)}\right]_{\max}$.

4*

7. Далее следует переходить к расчету системы с рефлектором. Для этого задаемся собственным реактивным сопротивлением рефлектора $X_р$ в пределах от 20 до 100 *ом*. В начале расчета целесообразнее принять $X_р = 60$ *ом*, тогда $Z_р = 73 + 60i$ *ом*. Расстояние между рефлектором и активным вибратором h принимаем равным $\frac{\lambda}{4}$.

8. Определяем взаимные сопротивления рефлектора и других вибраторов антенны $Z_{рn}$. В дальнейших расчетах будем обозначать

$$B_n = -Z_{рn} = f(h + nd).$$

9. Вычисляем коэффициенты W_0 и W_N системы уравнений по формулам

$$W_0 = \sum_{m=0}^{N} B_m I_m^{(N)} \quad \text{и} \quad W_N = \sum_{m=0}^{N} B_m I_{N-m}^{(N)}.$$

Например, для числа директоров $N = 2$ имеем

$$W_0 = \sum_{m=0}^{2} B_m I_m^{(N)} = B_0 I_0^{(2)} + B I_1^{(2)} + B_2 I_2^{(2)};$$

$$W_2 = \sum_{m=0}^{2} B_m I_{N-m}^{(N)} = B_0 I_0^{(2)} + B_1 I_1^{(2)} + B_2 I_0^{(2)}.$$

10. Находим промежуточные коэффициенты $W_m (m = 1 \div N-1)$ по формулам

$$W_k = \sum_{q=0}^{N-2k} C_{q+k}^{(k)} I_q^{(N-2k)};$$

$$W_{N-k} = \sum_{q=0}^{N-2k} C_{q+k}^{(k)} I_{N-2k-q}^{(N-2k)};$$

где

$$C_{(n)}^{k} = B_n - \sum_{m=0}^{k-1} W_m Z_{nm} - \sum_{m=N-k+1}^{N} W_m Z_{nm}.$$

Применительно к данному случаю, когда $N = 2$, имеем

$$W_1 = \sum_{q=0}^{2-2} C_{q+1}^{(1)} I_q^{(1)} = C_1^{(1)} I_0^{(0)},$$

а

$$C_1^{(1)} = B_1 - W_0 Z_{10} - W_2 Z_{12}.$$

Следовательно,

$$W_1 = I_0^{(0)} (B_1 - W_0 Z_{10} - W_2 Z_{12}).$$

11. Ток в рефлекторе определится из выражения

$$I_р = \frac{W_0}{B_р - \sum_{m=0}^{N} W_m B_m}.$$

Для $N = 2$ получаем

$$I_р = \frac{W_0}{B_р - W_0 B_0 - W_1 B_1 - W_2 B_2}.$$

12. Определяем токи в других вибраторах с учетом влияния рефлектора по формуле

$$I_m = I_m^{(N)} + I_р W_m,$$

где $m = 0, 1, 2, \ldots, N$,

I_m^N — комплексная амплитуда тока в пучности m-го вибратора антенны без рефлектора.

Для $N = 2$ получаем:

ток в активном вибраторе $(m=0)$ $I_0 = I_0^{(2)} + I_р W_0$;

ток в первом директоре $(m=1)$ $I_1 = I_1^{(2)} + I_р W_1$;

ток во втором директоре $(m=2)$ $I_2 = I_2^{(2)} + I_р W_2$.

13. Проверяем отношение $\frac{F(0)}{F(180°)}$ с учетом тока рефлектора

$$\frac{F(0)}{F(180°)} = \frac{[I_0 + I_1 e^{ikd} + I_2 e^{i2kd} + I_р e^{-ikh}]}{[I_0 + I_1 e^{-ikd} + I_2 e^{-i2kd} + I_р e^{ikh}]}.$$

14. Определяем отношение $\frac{F(0)}{F(180°)}$ для других значений $X_р$ (50, 70, 40, 80, 30, 90, 20, 100 *ом*); строим график $\frac{F(0)}{F(180°)} = f(X_р)$, который позволит установить по $\left[\frac{F(0)}{F(180°)}\right]_{max}$ оптимум величины $X_р$.

15. Для определения расстояний d, h между вибраторами необходимо проделать приведенный выше расчет для нескольких значений d и h.

Наивыгоднейшие значения расстояний между рефлектором и активным вибратором, между активным вибратором и директором, а также расстояния между директорами можно определить графическим путем, как это было показано выше. Однако для упрощения расчетов эти значения удобнее выбирать исходя из примерных конструктивных данных, полученных экспериментально (табл. 3).

Таблица 3

Примерные конструктивные данные антенны типа «волновой канал»

Схемы антенны	Длина вибраторов $\frac{l}{\lambda}$			Расстояние между вибраторами		$Z^*_{вх}$, *ом*	D
	активный вибратор	рефлектор	директоры	$\frac{h}{\lambda}$	$\frac{d}{\lambda}$		
Активный вибратор с рефлектором и директором	0,48 0,48	0,49 0,48	0,47 0,47	0,15 0,25	0,1 0,1	10 20	4,1 3,3
Активный вибратор с рефлектором и двумя директорами	0,48 0,48	0,49 0,48	0,47 0,47	0,15 0,25	0,1 0,1	8 15	6,6 5,75
Активный вибратор с рефлектором	0,48 0,48	0,5 0,48	— —	0,1 0,25	— —	15 60	2,8 2,45

* $Z_{вх}$ показано для случая применения однопроводного активного вибратора.
Если в качестве основного излучателя работает петлевая антенна, то $Z_{вх}$ увеличится в k_Z раз, где k_Z — коэффициент, определяемый по номограмме (рис. 16).

16. Рассчитав оптимальные размеры d и h и реактивные сопротивления вибраторов, определяем диаграмму направленности, входное сопротивление антенны и длину вибраторов соответственно по следующим формулам.

Диаграмма направленности

$$F(\theta, \varphi) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\left[\sum_{m=0}^{N} I_m e^{ikmd\cos\theta} + I_p e^{-ikh\cos\theta}\right]\sin(kH\sin\varphi), \quad (63)$$

где θ — угол в плоскости ориентировки вибраторов;
φ — угол в плоскости, перпендикулярной осям вибраторов;
H — высота расположения антенны над землей.

Входное сопротивление антенны

$$Z_{вх} = \frac{1}{I_0} = \frac{1}{I_0^{(N)} + I_p W_0}. \quad (64)$$

Реактивная составляющая входного сопротивления $X_{вх}=X_{00}+$ $+X$ — наведенное.

Наибольший коэффициент бегущей волны в фидере при условии равенства $R_{вх}$ имеет место при $X_{вх}=0$.

Если $X_{вх}\neq 0$, то это означает, что рассчитанные собственные реактивные сопротивления вибратора и директора не обеспечивают чисто активного входного сопротивления антенны.

Следовательно, при определении укорочения активного вибратора нами должна приниматься в расчет другая величина реактивной составляющей $X'_{00}=X_{00}-X_{вх}$, отсюда $X'_{00}=-X$—наводимое.

Укорочение активного вибратора с круглым поперечным сечением определится из выражения

$$\Delta l=\frac{(X_{00}-X_{вх}-42)\,l}{60\pi\ln\left(\dfrac{\lambda}{2\pi a}\right)}, \tag{65}$$

где a — радиус поперечного сечения вибратора;

l — длина вибратора, равная $\frac{\lambda}{2}$;

Δl — укорочение вибратора по сравнению с $l=\frac{\lambda}{2}$.

17. После расчета электрических параметров антенны необходимо выбрать схему питания; произвести расчет фидера: определить согласование с нагрузкой, коэффициент полезного действия и пропускаемую мощность.

18. Последним этапом расчета антенн является решение вопросов конструктивного характера: выбор материала вибраторов и стрелы, тип крепления и т.п.

§ 5. Методы расчета антенн типа «волновой фронт»

К антеннам, работающим на принципе создания в раскрыве волнового фронта, относятся антенны акустического и оптического типов. Диаграммы направленности как рупорных, так и зеркальных и линзовых антенн, зависят от закона распределения поля по их раскрыву.

Расчет характеристик излучения перечисленных антенн сводится к определению токов или поля внутри объема, содержащего источник, и к вычислению напряженности поля в некоторой точке внешнего объема, охватывающего внутреннюю область, по найденному закону распределения амплитуд и фаз поля в излучающем отверстии.

Таким образом, электродинамическая задача определения поля излучения во внешнем пространстве сводится к решению двух задач — внутренней и внешней. В настоящее время известно строгое

решение лишь некоторых электродинамических задач, которые могут быть применимы к расчету высокочастотных устройств.

Например, Я. Н. Фельдом [16] разработана строгая теория щелевых антенн, Л. А. Вайнштейном строгими методами решена задача об излучении из открытого конца волновода.

Однако в большинстве случаев в точной постановке задачи оказываются неразрешимыми и приходится прибегать к приближенным методам расчета. Сущность приближенных методов заключается в том, что, несмотря на связь между полями внутренней и внешней областей, внутреннюю задачу решают независимо от внешней. Вычисленные значения поля в выходном отверстии S_2 (рис. 21) в результате этого решения используют для определения внешнего поля, т. е. характеристик излучения антенны.

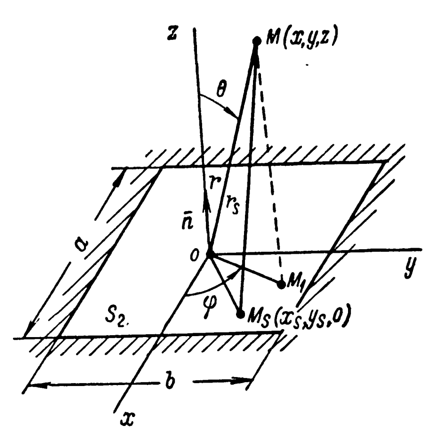


Рис. 21. Прямоугольный волновой фронт

Методы и результаты решения внутренней задачи мы рассмотрим в последующих параграфах, посвященных отдельным типам рассматриваемой категории антенн. Приближенное решение внешней задачи базируется (независимо от вида антенны) на методе волновой оптики. При этом предполагается, что поле в раскрыве S_2 антенны известно. Поле излучения по заданному полю в раскрыве часто рассчитывается по формуле Кирхгофа, являющейся математическим выражением принципа Гюйгенса и имеющей вид

$$\psi_M = -\frac{1}{4\pi}\iint\limits_{S_2}\left[\psi_S\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-ikr}}{r}\right) - \frac{e^{-ikr}}{r}\frac{\partial\psi_S}{\partial n}\right], \qquad (66)$$

где ψ_M — функция, характеризующая электромагнитное поле в произвольной точке пространства M, удаленной от раскрыва на расстояние r;

ψ_S — значение функции ψ на поверхности $S = S_1 + S_2$;

S_1 — внутренняя поверхность источника.

При расчетах для упрощения принимаем $\psi_{S_1} = 0$, а $\psi_{S_2} \neq 0$; r — расстояние между отдельными точками поверхности S_2 и точкой M; $\frac{e^{ikr}}{r}$ — множитель, характеризующий изменение с расстоянием амплитуды и фазы поля сферической волны, излучаемой каж-

дым элементом раскрыва S_2; n — внешняя нормаль к поверхности S_2. Если S_2 является плоскостью, то выражение (71) упрощается

$$\psi_M = \frac{i}{\lambda} \int \int_{S_2} \cos \left(\widehat{nr} \right) \psi_S \frac{e^{-ikr}}{r} dS. \qquad (67)$$

Формула (67) не учитывает векторного характера электромагнитного поля, поэтому получить с ее помощью точного результата нельзя.

Кроме того, принимая функцию ψ_S на поверхности S_1, равной нулю, допускаем разрыв непрерывности функции ψ_S на границах раскрыва S_2; при выводе же формулы Кирхгофа эта функция предполагается непрерывной.

Ввиду указанных неточностей рядом авторов были выведены формулы с учетом векторного характера поля. Эти формулы подобны формуле Кирхгофа, но, помимо поверхностного интеграла по S_2, они содержат еще контурный интеграл по периметру раскрыва.

Векторные формулы позволяют точнее рассчитать внешнее поле по известному распределению амплитуд и фаз поля в раскрыве. Для случая плоской поверхности раскрыва и при падении на нее волны под небольшими углами от нормали n векторные формулы дают следующее выражение для электрического поля:

$$\overline{E} \approx \frac{i}{2\lambda} \int \int_{S_2} \overline{E}_S \left[1 + \cos \left(\widehat{nr} \right) \right] \frac{e^{-ikr}}{r} dS, \qquad (68)$$

где $\overline{E}_S$ — вектор электрического поля в раскрыве антенны — величина комплексная.

Формулы (67) и (68) отличаются множителями $\cos \left(\widehat{nr} \right)$ и $\frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\widehat{nr} \right) \right]$.

Следовательно, формула (67) справедлива в тех пределах, в каких эти два множителя можно считать равными.

Очевидно, что при малых углах $\left(\widehat{n, r} \right)$ (рис. 21) $\cos \left(\widehat{nr} \right) = 1$, а $\cos \left(\widehat{nr} \right) = \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left(\widehat{nr} \right) \right]$, поэтому при расчете достаточно узких диаграмм направленности вполне допустимо использование формулы (67), выведенной на базе принципа Гюйгенса. Однако принцип Гюйгенса не дает возможности рассчитать относительно точно задний и боковые лепестки.

Вектор электрического поля в выходном отверстии антенны характеризуется амплитудой и фазой

$$\overline{E}_S=\overline{E}_{0s}e^{i\Phi}=\overline{E}_0 f(x_S y_S)\, e^{i\Phi(x_S y_S)}, \qquad (69)$$

где $f(x_S\, y_S)$ — функция распределения амплитуд поля для плоского раскрыва;

$\Phi(x_S y_S)$ — функция распределения фаз поля в раскрыве.

Подставляя (69) в (68), получаем

$$\overline{E}=\frac{i}{\lambda}\frac{1+\cos\left(\widehat{n\,r}\right)}{2}\int\limits_{S_1}\int E_0 f(x_S y_S)e^{i\Phi(x_S y_S)}\frac{e^{-ikr_S}}{r_S}dS, \qquad (70)$$

где $\overline{E}_0$ — максимальные значения поля в раскрыве S_2.

Так как $\left(\widehat{n\,r}\right)=\theta$, а $\frac{1+\cos\theta}{2}=\cos^2\frac{\theta}{2}$, то (70) перепишется в виде

$$\overline{E}=\frac{iE_0\cos^2\frac{\theta}{2}}{\lambda}\int\limits_{S_2}\int f(x_S y_S)e^{i\Phi(x_S y_S)}\frac{e^{-ikr_S}}{r_S}dS, \qquad (71)$$

где расстояние $r_S=\sqrt{(x-x_S)^2+(y-y_S)^2+z^2}$.

В сферической системе координат (r, φ, θ) (рис. 21) это выражение примет вид

$$r_S=\sqrt{(r\sin\theta\cos\varphi-x_S)^2+(r\sin\theta\sin\varphi-y_S)^2+r^2\cos^2\theta},$$

так как $z=r\cos\theta$; $y=r\sin\theta\sin\varphi$; $x=r\sin\theta\cos\varphi$.

Учитывая, что $y_S\ll r$ и $x_S\ll r$, и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получим

$$r_S=r-x_S\sin\theta\cos\varphi-y_S\sin\theta\sin\varphi. \qquad (72)$$

С учетом (72) формула (71) преобразуется к виду

$$\overline{E}=\frac{iE_0e^{-ikr}}{\lambda r}\cos^2\frac{\theta}{2}\times$$

$$\times\int\limits_{S_2}\int f(x_S y_S)e^{i\Phi(x_S y_S)+ik(x_S\sin\theta\cos\varphi+y_S\sin\theta\sin\varphi)}dS.$$

Обозначим $A = \frac{iE_0 e^{-ikr}}{\lambda r}$, тогда

$$\overline{E} = A \int\int_{S_2} f(x_S y_S) e^{ik(x_S \sin\theta\cos\varphi + y_S \sin\theta\sin\varphi) + i\Phi(x_S y_S)} \cos^2\frac{\theta}{2} dS. \quad (73)$$

Как видно из (73), задача определения поля решается путем вычисления поверхностного интеграла. Обычно поле рассчитывается для точек, лежащих в характерных плоскостях. Чаще всего расчет ведется по отношению к двум взаимно-перпендикулярным плоскостям xz и yz.

Все точки плоскости xz имеют координату $\varphi = 0$, точки плоскости yz $\varphi = 90°$. С учетом этого соответственно для обеих плоскостей получим

$$E_{xz} = A \int\int_{S_2} f(x_S y_S) e^{ikx_S \sin\theta + i\Phi(x_S y_S)} \cos^2\frac{\theta}{2} dx_S dy_S; \quad (74)$$

$$E_{yz} = A \int\int_{S_2} f(x_S y_S) e^{iky_S \sin\theta + i\Phi(x_S y_S)} \cos^2\frac{\theta}{2} dx_S dy_S. \quad (75)$$

При расчете диаграмм направленности величину A можно принять равной единице, тогда выражения диаграмм в главных плоскостях xz и yz запишутся

$$F_{xz}(\theta) = \cos^2\frac{\theta}{2} \int\int_{S_2} f(x_S y_S) e^{ikx_S \sin\theta + i\Phi(x_S y_S)} dx_S dy_S; \quad (76)$$

$$F_{yz}(\theta) = \cos^2\frac{\theta}{2} \int\int_{S_2} f(x_S y_S) e^{iky_S \sin\theta + i\Phi(x_S y_S)} dx_S dy_S. \quad (77)$$

В формулах (76) и (77) множитель $\cos^2\frac{\theta}{2}$ вынесен из-под интеграла ввиду того, что интегрирование ведется не по углу, а по координатам раскрыва. Полученные формулы достаточно сложны, а вычисление двойных интегралов по поверхности раскрыва S_2 составляет математическую трудность и особенно в случае несинфазного волнового фронта, когда функция $\Phi(x_S y_S)$, описывающая закон распределения фазы в общем виде, представляется полиномом вида

$$\Phi(x) = \beta_1 x + \beta_2 x^2 + \beta_3 x^3 + \ldots \quad (78)$$

Интегралы (76) и (77) значительно упрощаются, если волновой фронт однородный и синфазный. В этом случае $f(x_S, y_S) = \mathrm{const}$ $\Phi(x_S y_S) = 0$, а расчетные формулы легко приводятся к табличным интегралам

$$\left.\begin{aligned} F_{x,z}(\theta) &= \cos^2\frac{\theta}{2}\iint\limits_{S_2} e^{ikx_S\sin\theta}\,dx_S dy_S;\\ F_{y,z}(\theta) &= \cos^2\frac{\theta}{2}\iint\limits_{S_2} e^{iky_S\sin\theta}\,dx_S dy_S.\end{aligned}\right\} \quad (79)$$

Например, для часто встречающегося на практике прямоугольного раскрыва с размерами a и b получаем

$$\left.\begin{aligned} F_{x,z}(\theta) &= \cos^2\frac{\theta}{2}\int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy_S \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{ikx_S\sin\theta}dx_S = ab\,\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\sin\theta\right)}{\frac{ka}{2}\sin\theta}\cos^2\frac{\theta}{2};\\ F_{y,z}(\theta) &= \cos^2\frac{\theta}{2}\int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{iky_S\sin\theta}dy_S \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} dx_S = ab\,\frac{\sin\left(\frac{kb}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kb}{2}\sin\theta}\cos^2\frac{\theta}{2}.\end{aligned}\right\} \quad (80)$$

В антенной технике случай строго синфазного однородного волнового фронта не имеет места, однако мы его все же рассмотрели, так как он используется для оценки диаграмм других, часто встречающихся на практике амплитудных и фазовых распределений.

Путем графических построений $F_{x,z}(\theta)$ и $F_{y,z}(\theta)$ можно определить ширину диаграммы направленности в радианах $\theta_{0,7}$ по уровню $0{,}707\,E_{max}$ или $0{,}5\,P_{max}$. Установлено, что эти уровни отвечают равенствам $\frac{ka}{2}\sin\theta_{0,7} = 1{,}39$ $\frac{kb}{2}\sin\theta_{0,7} = 1{,}39$. Отсюда ширина диаграммы в главных плоскостях

$$\theta_{0,7} = 0{,}89\frac{\lambda}{a}, \quad \text{или} \quad \theta_{0,7} = 0{,}89\frac{\lambda}{b}.$$

Коэффициент направленного действия антенны определяется по формуле

$$D = \frac{r^2E_{max}^2}{30P} = \frac{4\pi r^2 E_{max}^2}{\iint\limits_{S_2} E_S^2\,dx_S dy_S}, \quad (81)$$

где

E_{max} — значение поля в направлении главного максимума излучения;

$P = \int\limits_{S_2} \frac{E_S^2}{120\pi} dx_S dy_S$ — мощность электромагнитного потока, проходящего через отверстие S_2.

В однородном волновом фронте $E_S = E_0$.

$$P = \frac{E_0^2}{120\pi} \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dx_S dy_S = \frac{E_0^2}{120\pi} ab; \tag{82}$$

согласно (73)

$$r^2 E_{max}^2 = r^2 A^2 S_2^2 = \frac{E_0^2 S_2^2}{\lambda^2}. \tag{83}$$

Подставляя (82) и (83) в (81), получаем для синфазного и однородного волнового фронта

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2} = \frac{4\pi ab}{\lambda^2}. \tag{84}$$

В практике расчета антенн приходится иметь дело с неоднородным и несинфазным волновым фронтом, когда $f(x_S y_S) = \text{var}$ и $\Phi(x_S y_S) = \text{var}$.

При использовании антенн с неподвижным лучом (в станциях обнаружения) облучатель устанавливается в фокусе системы, и закон распределения фазы может быть принят не зависящим от координат раскрыва или равным нулю.

Радиолокационные станции точного определения координат часто должны иметь антенну, луч которой развертывается в одной или двух взаимно-перпендикулярных плоскостях.

Отклонение максимума диаграммы направленности относительно геометрической оси антенны достигается путем изменения синфазного волнового фронта на несинфазный, когда фаза по раскрыву меняется по линейному закону. Однако обеспечить линейное изменение фазы трудно. Чаще всего наряду с линейным фазовым распределением существуют квадратичные и кубические ошибки и ошибки более высокого порядка. Фазовые ошибки выше кубической (четвертой, пятой степени и выше) имеют, как правило, малый удельный вес и ими в расчетах можно пренебречь, ограничиваясь лишь первыми тремя членами полинома (78).

Интегралы (76) и (77) нередко настолько оказываются сложными по своей структуре, что не могут быть сведены к табличным инте-

Интервал интегрирования ($a, -a$) разобьем так, чтобы в каждом отрезке находилось по одной точке стационарной фазы. Исследуемый интеграл представится суммой двух интегралов, каждый из которых после нахождения производных фазовой и амплитудной функций в точках стационарной фазы соответственно вычислится

$$\int_{-a}^{a} f(x)\, e^{ik\psi(x)}\, dx = J_1 + J_2,$$

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \sqrt{\frac{\pi}{a}}\, e^{i(\varphi_0+\varphi_1)}\left\{i\left[D\cos\frac{\pi c_1}{a} + \varepsilon\sin\frac{\pi c_1}{a} - F\cos\frac{\pi c_1}{a}\right] + \cos\frac{\pi c_1}{a}\right\};\\ J_2 &= \sqrt{\frac{\pi}{a}}\, e^{i(\varphi_0-\varphi_1)}\left\{\left[D\cos\frac{\pi c_2}{a} + \varepsilon\sin\frac{\pi c_2}{a} - F\cos\frac{\pi c_2}{a}\right] + i\cos\frac{\pi c_2}{a}\right\},\end{aligned}\right\} \quad (96)$$

где

$$D = \frac{9\beta_3^2}{8\alpha^3};\quad \varepsilon = \frac{6\pi\beta_3}{8a\alpha^2};\quad F = \frac{2\pi^2}{8a^2\alpha};$$

$$\varphi_0 = \frac{2\beta_2^3 - 9\beta_3\beta_2(\beta_1 + k\sin\theta)}{27\beta_3^2} + \frac{\pi}{4};$$

$$\varphi_1 = \frac{\alpha^3 - \alpha\left[3\beta_2^2 - 9\beta_3(\beta_1 + k\sin\theta)\right]}{27\beta_3^2}.$$

Из формул (95) легко находятся условия, при которых точки стационарной фазы лежат в пределах отрезка интегрирования ($-a$, a):

$$-\frac{a}{2} < -\frac{\beta_2}{3\beta_3} + \frac{\alpha}{3\beta_3} < \frac{a}{2};$$

$$-\frac{a}{2} < -\frac{\beta_2}{3\beta_3} - \frac{\alpha}{3\beta_3} < \frac{a}{2}.$$

Эти условия выполняются при значениях β_2, близких к величине $\alpha = \sqrt{\beta_2^2 + 3k\beta_3\sin\theta}$, что в свою очередь имеет место при малом слагаемом $3k\beta_3 \sin\theta$ подкоренного выражения или при небольших кубических фазовых ошибках β_3 и узких диаграммах направленности, когда угол θ мал.

Нередко на практике кубическими фазовыми ошибками β_3 можно пренебречь по сравнению с квадратичной ошибкой. Линейное фазовое распределение β_1, определяющее лишь наклон максимума диаграммы направленности, в формулах (96) также можем приравнять нулю. В этих условиях положение точки стационар-

ной фазы и выражение для расчета диаграмм направленности определятся

$$c = \frac{k \sin \theta}{2\beta_2};$$

$$F(\theta) = \sqrt{\frac{i\pi}{\beta_2}}\, e^{-i\frac{k^2 \sin^2\theta}{4\beta_2}} \cos\left(\frac{\pi}{a}\,\frac{k \sin\theta}{2\beta_2}\right)\left[1 - i\,\frac{\pi^2}{4a^2\beta_2}\right]. \qquad (97)$$

Формула (97) справедлива до тех пор, пока точка стационарной фазы находится в отрезке интегрирования $\frac{k \sin \theta}{2\beta_2} < \frac{a}{2}$ и выполняется условие

$$\beta_2 < \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda a}. \qquad (98)$$

Метод полиномов Эрмита. Пусть требуется вычислить диаграмму направленности антенны, волновой фронт которой характеризуется распределениями

$$f(x) = 1 - (1 - \Delta)\left[\frac{x}{0{,}5a}\right]^2 = 1 - p_1 x^2;$$

$$\Phi(x) = \beta x^2 \text{ (при } \beta_1 x = 0),$$

тогда основной интеграл перепишется так:

$$F(\theta) = \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \left(1 - p_1 x^2\right) e^{i(\beta x^2 + kx \sin\theta)}\, dx. \qquad (99)$$

Проведя в интеграле замену переменных и пределов интегрирования

$$t = \sqrt{-i\beta}\, x, \quad b_1 = \frac{a}{2\sqrt{-i\beta}},$$

$$2y = \frac{ik \sin\theta}{\sqrt{-i\beta}}, \quad b_2 = -\frac{a}{2\sqrt{i\beta}},$$

получаем

$$F(\theta) = \int_{b_2}^{b_1} \left(1 + \frac{p_1 t^2}{i\beta}\right) e^{-t^2 + 2yt}\, \frac{dt}{\sqrt{-i\beta}},$$

или

$$F(\theta) = \int_{b_2}^{b_1} \left(1 + pt^2\right) e^{-t^2 + 2yt}\, \frac{dt}{\sqrt{-i\beta}},$$

где

$$p = \frac{p_1}{i\beta}.$$

Амплитудный множитель $f(x_s y_s)$ изменяется незначительно. В точках экстремума (максимума или минимума) фаза подынтегрального выражения оказывается постоянной или стационарной. Затем она быстро меняется, и при изменении на π-радиан подынтегральное выражение приобретает отрицательное значение.

Частое периодическое чередование знака подынтегральной функции при медленно меняющемся модуле приводит к взаимному уничтожению областей интегрирования, удаленных от точки экстремума. Благодаря чему при вычислении таких интегралов выделяют наиболее существенную область интегрирования, непосредственно примыкающую к точке стационарной фазы.

Применительно к часто встречающемуся случаю, когда

$$f(x) = C_0 \cos \frac{\pi}{a} x, \quad \Phi(x) = \beta_1 x + \beta_3 x^3,$$

можно воспользоваться, в зависимости от соотношения азимутальной функции $U(\theta)$ и величины кубической ошибки β_3, следующими расчетными формулами [11]:

а) при $U < 2\beta - \sqrt[3]{3\beta}$

$$F_x(\theta) = \frac{C_0 a \sqrt{\pi}}{2\sqrt[3]{3\beta}} \times$$

$$\times \left[v(t_1) + v(t_2) - \frac{\sqrt{\pi}\sqrt[3]{3\beta} \cos \frac{1}{2}(a\beta - ka \sin\theta + 2\beta)}{\left(\frac{a\beta}{2} - \frac{ka}{2}\sin\theta + 3\beta\right)^2 - \frac{\pi^2}{4}} \right]; \quad (91)$$

б) при $U > 3\beta + \sqrt[3]{3\beta}$

$$F_x(\theta) = \frac{C_0 a \pi}{2} \frac{\cos \frac{1}{2}(a\beta - ka\sin\theta + 2\beta)}{\left(\frac{a\beta}{2} - \frac{ka}{2}\sin\theta + 3\beta\right)^2 - \frac{\pi^2}{4}}; \quad (92)$$

в) если выполняется неравенство $3\beta - \sqrt[3]{3\beta} < U < 3\beta + \sqrt[3]{3\beta}$, то диаграмма направленности рассчитывается по формуле

$$F_x(\theta) = \sum_{i=1}^{2} \sqrt{\frac{2\pi}{\sqrt{-t_i}}} \left\{ \left[C\sqrt{\frac{2}{\pi}\left(\beta - U_i + \frac{2}{3}\right)\sqrt{-t_i^3}} - \right.\right.$$

$$\left. - C\sqrt{\frac{4}{3\pi}\sqrt{-t_i^3}} \right] \cos\left(-\frac{2}{3}\sqrt{-t_i^3}\right) +$$

$$+\left[S\sqrt{\frac{4}{3\pi}\sqrt{-t_i^3}}-S\sqrt{\frac{2}{\pi}\left(\beta-U_i+\frac{2}{3}\right)\sqrt{-t_i^3}}\right]\times$$

$$\times\sin\left(-\frac{2}{3}\sqrt{-t_i^3}\right)\Bigg\}+\frac{1}{2t_i}\sin(\beta-U_i). \quad (93)$$

В приведенных выражениях

$U_{1,2}=\frac{1}{2}(ka\sin\theta+\beta a\pm\pi)$ — азимутальная функция;

$\beta=\beta_3\frac{a^3}{8}$ — коэффициент, измеряемый радианами;

$a=2x_{\max}$ — размер раскрыва по координате x;

$v(t_1)$ — интеграл Эйри, величина которого может быть выбрана по таблице приложения 4 по аргументу $t_i=\frac{U_i}{\sqrt[3]{3\beta}}$;

$C(x)$ и $S(x)$ — интегралы Френеля; их величина находится по таблицам приложения 5.

Известно, что если фаза поля в раскрыве изменяется по закону (78), то асимптотическое разложение интеграла (88) имеет вид

$$\int_{-a}^{a} f(x)e^{ik\psi(x)}dx\approx\sqrt{\frac{2\pi}{k\psi''(c)}}\,e^{i\left[k\psi(c)+\frac{\pi}{4}\right]}\Bigg\{f(c)+\frac{1}{ik}\times$$

$$\times\left[\frac{f(c)\psi''''_{(c)}+f'_{(c)}\psi'''_{(c)}+f''_{(c)}\psi''_{(c)}}{2\,[\psi''(c)]^2}\right]\Bigg\}+$$

$$+\frac{1}{ik}\left[\frac{f(a)}{\psi'_{(a)}}e^{ik\psi(a)}-\frac{f(a)}{\psi'(-a)}e^{-ik\psi(-a)}\right]. \quad (94)$$

Для вывода расчетных формул прежде всего следует определить точки стационарной фазы

$$\frac{d\,[k\psi(x)]}{dx}=3\beta_3x^2+2\beta_2x+\beta_1+k\sin\theta=0;$$

$$x_{1,2}=-\frac{\beta_2}{3\beta_3}\pm\sqrt{\frac{\beta_2^2}{9\beta_3^2}-\frac{\beta_1+k\sin\theta}{3\beta_3}}.$$

Отсюда получаем выражение для двух точек стационарной фазы

$$c_1=\frac{-\beta_2+\alpha}{3\beta_3};\quad c_2=\frac{-\beta_2-\alpha}{3\beta_3}, \quad (95)$$

где

$$\alpha=\sqrt{\beta_2^2-3\beta_1\beta_3-3k\beta_3\sin\theta}.$$

Интервал интегрирования ($a, -a$) разобьем так, чтобы в каждом отрезке находилось по одной точке стационарной фазы. Исследуемый интеграл представится суммой двух интегралов, каждый из которых после нахождения производных фазовой и амплитудной функций в точках стационарной фазы соответственно вычислится

$$\int_{-a}^{a} f(x)\, e^{ik\psi(x)}\, dx = J_1 + J_2,$$

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\, e^{i(\varphi_0+\varphi_1)}\left\{ i\left[D\cos\frac{\pi c_1}{a} + \varepsilon\sin\frac{\pi c_1}{a} - F\cos\frac{\pi c_1}{a}\right] + \cos\frac{\pi c_1}{a}\right\}; \\ J_2 &= \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}\, e^{i(\varphi_0-\varphi_1)}\left\{\left[D\cos\frac{\pi c_2}{a} + \varepsilon\sin\frac{\pi c_2}{a} - F\cos\frac{\pi c_2}{a}\right] + i\cos\frac{\pi c_2}{a}\right\}, \end{aligned}\right\} \quad (96)$$

где

$$D = \frac{9\beta_3^2}{8a^3}; \quad \varepsilon = \frac{6\pi\beta_3}{8\alpha a^2}; \quad F = \frac{2\pi^2}{8a^2\alpha};$$

$$\varphi_0 = \frac{2\beta_2^3 - 9\beta_3\beta_2(\beta_1 + k\sin\theta)}{27\beta_3^2} + \frac{\pi}{4};$$

$$\varphi_1 = \frac{\alpha^3 - \alpha\left[3\beta_2^2 - 9\beta_3(\beta_1 + k\sin\theta)\right]}{27\beta_3^2}.$$

Из формул (95) легко находятся условия, при которых точки стационарной фазы лежат в пределах отрезка интегрирования ($-a, a$):

$$-\frac{a}{2} < -\frac{\beta_2}{3\beta_3} + \frac{\alpha}{3\beta_3} < \frac{a}{2};$$

$$-\frac{a}{2} < -\frac{\beta_2}{3\beta_3} - \frac{\alpha}{3\beta_3} < \frac{a}{2}.$$

Эти условия выполняются при значениях β_2, близких к величине $\alpha = \sqrt{\beta_2^2 + 3k\beta_3\sin\theta}$, что в свою очередь имеет место при малом слагаемом $3k\beta_3 \sin\theta$ подкоренного выражения или при небольших кубических фазовых ошибках β_3 и узких диаграммах направленности, когда угол θ мал.

Нередко на практике кубическими фазовыми ошибками β_3 можно пренебречь по сравнению с квадратичной ошибкой. Линейное фазовое распределение β_1, определяющее лишь наклон максимума диаграммы направленности, в формулах (96) также можем приравнять нулю. В этих условиях положение точки стационар-

ной фазы и выражение для расчета диаграмм направленности определятся

$$c = \frac{k \sin \theta}{2\beta_2};$$

$$F(\theta) = \sqrt{\frac{i\pi}{\beta_2}}\, e^{-i\frac{k^2 \sin^2\theta}{4\beta_2}} \cos\left(\frac{\pi}{a}\frac{k\sin\theta}{2\beta_2}\right)\left[1 - i\frac{\pi^2}{4a^2\beta_2}\right]. \qquad (97)$$

Формула (97) справедлива до тех пор, пока точка стационарной фазы находится в отрезке интегрирования $\frac{k \sin\theta}{2\beta_2} < \frac{a}{2}$ и выполняется условие

$$\beta_2 < \frac{2\pi \sin\theta}{\lambda a}. \qquad (98)$$

Метод полиномов Эрмита. Пусть требуется вычислить диаграмму направленности антенны, волновой фронт которой характеризуется распределениями

$$f(x) = 1 - (1 - \Delta)\left[\frac{x}{0{,}5a}\right]^2 = 1 - p_1 x^2;$$

$$\Phi(x) = \beta x^2 \text{ (при } \beta_1 x = 0),$$

тогда основной интеграл перепишется так:

$$F(\theta) = \int_{-x_{max}}^{x_{max}} \left(1 - p_1 x^2\right) e^{i(\beta x^2 + kx \sin\theta)}\, dx. \qquad (99)$$

Проведя в интеграле замену переменных и пределов интегрирования

$$t = \sqrt{-i\beta}\, x, \quad b_1 = \frac{a}{2\sqrt{-i\beta}},$$

$$2y = \frac{ik \sin\theta}{\sqrt{-i\beta}}, \quad b_2 = -\frac{a}{2\sqrt{i\beta}},$$

получаем

$$F(\theta) = \int_{b_2}^{b_1} \left(1 + \frac{p_1 t^2}{i\beta}\right) e^{-t^2 + 2yt} \frac{dt}{\sqrt{-i\beta}},$$

или

$$F(\theta) = \int_{b_2}^{b_1} \left(1 + pt^2\right) e^{-t^2 + 2yt} \frac{dt}{\sqrt{-i\beta}},$$

где

$$p = \frac{p_1}{i\beta}.$$

Последний интеграл можно представить суммой двух интегралов, каждый из которых для симметричных диаграмм равен:

$$\left.\begin{aligned} J_1 &= \int\limits_{b_2}^{b_1} e^{-t^2+2yt}dt = 2\int\limits_0^b e^{-t^2+2yt}dt; \\ J_2 &= p\int\limits_{b_2}^{b_1} t^2 e^{-t^2+2yt}dt = 2p\int\limits_0^b t^2 e^{-t^2+2yt}dt. \end{aligned}\right\} \qquad (100)$$

Подынтегральная функция может быть представлена рядом полиномов Эрмита

$$e^{-t^2+2yt} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{tk}{k!} H_k(y). \qquad (101)$$

Полином высшего порядка можно вычислить с помощью рекурентной формулы

$$H_{k+1}(y) = 2yH_k(y) - 2kH_{k-1}(y). \qquad (102)$$

При этом необходимо иметь в виду, что полином нулевого порядка $H_0(y) = 1$. С учетом (101) интегралы (100) принимают вид

$$J_1 = \int\limits_0^b \sum_{k=0}^{\infty} \frac{H_k(y)}{k!} t^k dt; \quad J_2 = \int\limits_0^b p \sum_{k=0}^{\infty} \frac{H_k(y)}{k!} t^{k+2} dt.$$

Так как полиномы $H_k(y)$ не зависят от переменной интегрирования t то они могут быть вынесены за знак интегрирования. На этом основании

$$J_1 = t + \sum_{k=1}^{\infty} H_k(y) \int\limits_0^b t^k dt;$$

$$J_2 = p\frac{t^3}{2} + p\sum_{k=1}^{\infty} H_k(y) \int\limits_0^b t^{k+2} dt.$$

После почленного интегрирования ряда, ограниченного первыми четырьмя полиномами Эрмита, окончательно имеем

$$F(\theta) = (A_1 + pA_2) + i(B_1 + pB_2), \qquad (103)$$

где

$$A_1 = \frac{a^2 k \sin\theta}{8} - \frac{\beta a^3}{24} - \frac{a^4 k^3 \sin^3\theta}{384} - \frac{3\beta a^5 k^3 \sin^2\theta}{800};$$

$$A_2 = \frac{a}{24} - \frac{a^5 \beta k^2 \sin^2\theta}{320} + \frac{\beta^2 a^6 k \sin\theta}{384} + \frac{\beta a^7 k^4 \sin^4\theta}{1{,}9\cdot 10^4} - \frac{\beta^3 a^7}{1{,}58\cdot 10^3};$$

$$B_1 = \frac{a}{2} - \frac{a^3k^2 \sin^2\theta}{48} + \frac{a^4k^3 \sin\theta}{64} - \frac{a^5(k^4 \sin\theta - 12\beta^2)}{160};$$

$$B_2 = -\frac{a^4\beta k \sin\theta}{64} + \frac{a^5\beta^2}{160} + \frac{\beta a^6k^3 \sin^3\theta}{2304} - \frac{\beta^2a^7k^2 \sin^2\theta}{1{,}58\cdot 10^3};$$

$p = \frac{4(1-\Delta)}{\beta a^2}$ (Δ—величина спада амплитуды поля на краю раскрыва).

Диаграмма направленности антенны типа «волновой фронт» с модулированным во времени амплитудным и фазовым распределением. Решение ряда радиолокационных задач в значительной мере зависит от точности определения угловых координат цели, скорости обзора пространства и возможности наблюдать одновременно за несколькими целями.

Существующие антенные системы радиолокационных станций неполно соответствуют вышеперечисленным условиям. В настоящее время в антенной технике используются одномерные (в виде линейного проводника), двумерные (типа волнового фронта) и трехмерные (системы дискретных излучателей) источники излучения электромагнитной энергии.

Однако даже применение сложных трехмерных решеток дискретных излучателей не всегда позволяет выполнить все требования, предъявляемые к антенным устройствам радиолокационных станций и особенно тех станций, которые ведут наблюдение за быстро движущимися целями.

Возможности антенных устройств с точки зрения управления ее характеристиками (ширина диаграммы направленности, уровень боковых лепестков, количество лучей в некотором секторе) могут быть расширены, если использовать дополнительный параметр, четвертую степень свободы — время.

Сущность четырехмерной антенной системы состоит в периодическом изменении во времени одного или нескольких первообразных параметров антенн, к числу которых относится распределение амплитуды тока, распределение фазы колебаний размер системы и форма системы, рабочая длина волны, геометрическое положение фазового центра. Все это позволяет улучшить ее характеристики излучения и увеличить объем информации.

В общем виде всякая радиолокационная антенна представляет собой преобразователь распределения энергии в пространстве в распределение информации во времени. В соответствии с таким представлением антенну можно считать четырехполюсником с линейными переходными характеристиками.

Если один или несколько параметров антенны являются периодически изменяющимися величинами, то напряжение на выходе эквивалентного четырехполюсника будет представляться суммой в виде ряда Фурье [18].

Например, применительно к волновому фронту (рис. 22) поле на выходе системы выразится

$$E(\varphi, \theta, t) = E_0 \int_S [\varphi_0(S) + \varphi_1(S)\cos\Omega t +$$

$$+ \varphi_2 \cos^2 2\Omega t + \ldots] e^{ikx \sin\theta \cos\varphi - ikz\cos\theta} dS, \qquad (104)$$

где $\varphi(S) = f(S)e^{i\Phi(S)}$ — комплексная функция распределения поля по волновому фронту;

$f(S) = f(x, z)$ — закон распределения амплитуды поля;

$\Phi(S) = \Phi(x, z)$ — закон распределения фазы поля;

$\Omega, 2\Omega, \ldots, n\Omega$ — частоты гармонических составляющих ряда Фурье.

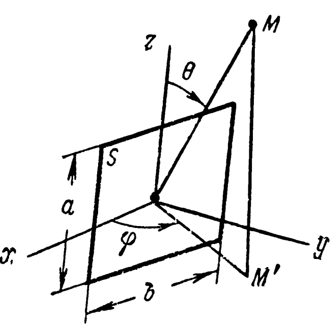


Рис. 22. Система координат волнового фронта с модулированными параметрами

Таким образом, антенна, модулированная надлежащим образом, как видно из (104), будет иметь ряд пространственных диаграмм направленности, каждая из которых связана с соответствующей составляющей

$$F_0(\varphi, \theta) =$$
$$= \int_S \varphi_0(S) e^{-ik(x\sin\theta\cos\varphi + z\cos\theta)} dS;$$

$$F_1(\varphi, \theta) =$$
$$= \int_S \varphi_1(S) e^{-ik(x\sin\theta\cos\varphi + z\cos\theta)} dS;$$

. . . .

. . . .

$$F_n(\varphi, \theta) = \int_S \varphi_n(S) e^{ik(x\sin\theta\cos\varphi + z\cos\theta)} dS.$$

Каждая из частных диаграмм направленности используется обычным образом, если сложный суммарный сигнал удается разделить. Фильтрация сигналов может быть осуществлена с помощью гребенчатого фильтра, каждая из полос пропускания которого совмещается с соответствующей гармонической составляющей Ω, 2Ω, 3Ω, ..., $n\Omega$.

В этом случае блок-схема радиолокационной станции с модулируемым излучателем будет состоять из антенны, передатчика, приемника, выходного детектора, гребенчатого фильтра, дискриминатора сигналов, соответствующих частным диаграммам направленности, и индикатора.

Рассмотрим далее возможности создания антенн с несколькими одновременно существующими диаграммами направленности.

С целью упрощения задачи все рассуждения будем проводить применительно к вертикальной плоскости.

Выражение для диаграммы направленности модулированной антенны получаем из формулы (104) в виде

$$F(\theta,\ t)=\sum_{n=0}^{\infty}\left[\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}}\varphi_n(z)\,e^{ikz\cos\theta}\cos n\Omega t\,dz\right]. \qquad (105)$$

При проектировании многолучевых антенных устройств необходимо знать величину коэффициентов разложения в ряд Фурье комплексной функции распределения энергии $\varphi_n(z)$.

Для получения N лучей, смещенных друг относительно друга на угол θ_n, необходимо иметь выражение для диаграммы направленности

$$F(\theta,\ t)=\sum_{n=0}^{N}A_n\frac{\sin\psi_n}{\psi_n}\cos n\Omega t,$$

где

$$\psi_n=\frac{ka}{2}(\sin\theta-\sin\theta_n).$$

Далее будем считать $\sin\theta_n=m_n$.

Частная n-я диаграмма направленности, смещенная с геометрической оси антенны на угол θ_n и существующая на частоте $n\Omega$, выразится как

$$F(\theta)=A_n\frac{\sin\left[\frac{ka}{2}(\sin\theta-m_n)\right]}{\frac{ka}{2}(\sin\theta-m_n)}.$$

Имея в виду равенство

$$A_n\frac{\sin\left[\frac{ka}{2}(\sin\theta-m_n)\right]}{\frac{ka}{2}(\sin\theta-m_n)}=\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}}\varphi_n(z)\,e^{-ikz\cos\theta}\,dz,$$

приходим к выводу, что для получения смещенной диаграммы энергетическая функция частного интеграла должна иметь вид

$$\varphi_n(z)=A_ne^{ikm_nz}. \qquad (106)$$

Ниже будет показано, что зависимость (106) может быть достигнута как за счет модуляции фазовой функции $\Phi(z)$, так и посредством изменения во времени амплитудного распределения $f(z)$. Рассмотрим три возможных варианта построения четырехмерных антенн типа «волновой фронт».

1. Антенна с однородным и несинфазным волновым фронтом. Распределение фазы в раскрыве модулировано во времени по закону $\Phi(z, t)=zm(t)$ (рис. 23), где $m=pt$. При этом

$$m=\begin{cases} 0, & (-l \leqslant t \leqslant 0) \\ pt, & (0 \leqslant t \leqslant l) \end{cases};$$

$$e^{i\Phi(z,t)}=e^{izm(t)}=\begin{cases} 1, & (-l \leqslant t \leqslant 0) \\ e^{izpt}, & (0 \leqslant t \leqslant l). \end{cases} \qquad (107)$$

В приведенных формулах величина p определяет скорость изменения линейной фазовой ошибки. Для рассматриваемого случая диаграмма направленности выражается интегралом

$$F(\theta, t)=\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{izm(t)}e^{ikz\cos\theta}\,dz. \qquad (108)$$

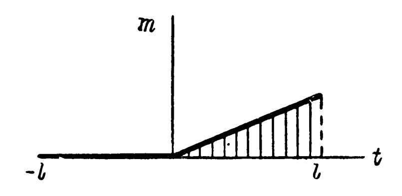


Рис. 23. График распределения фазы в раскрыве

Определим коэффициент разложения периодической подынтегральной функции (107):

$$a_0=\frac{1}{l}\int_{-l}^{0} dt+\frac{1}{l}\int_{0}^{l} e^{dpt}\,dt=1+\frac{e^{dpt}-1}{dpt}, \quad (d=iz);$$

$$a_n=\frac{1}{l}\int_{-l}^{0}\cos\frac{n\pi}{l}t\,dt+\frac{1}{l}\int_{0}^{l}e^{dpt}\cos\frac{n\pi}{l}t\,dt=\frac{dp(-1)^n e^{dpl}-dp}{l(d^2p^2+b^2)},$$

$$\left(b=\frac{n\pi}{l}\right);$$

$$b_n=\frac{1}{l}\int_{-l}^{0}\sin\frac{n\pi t}{l}\,dt+\frac{1}{l}\int_{0}^{l}e^{dpt}\sin\frac{n\pi}{l}t\,dt=\frac{-b(-1)^n e^{dpl}+b}{l(d^2p^2+b^2)}+$$

$$+\frac{(-1)+(-1)^n}{n\pi}.$$

Найдем сумму членов

$$a_n\cos n\Omega t+b_n\sin n\Omega t=C_n\sin(n\Omega t+\psi_n)=$$

$$=\frac{(-1)^n e^{dpl}}{\sqrt{d^2p^2+b^2}}\sin(n\Omega t+\psi_n)+\frac{\sin(n\Omega t+\psi_n)}{\sqrt{d^2p^2+b^2}}+$$

$$+\frac{(-1)+(-1)^n}{n\pi}\sin^n\Omega t,$$

где

$$C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2};$$

$$\psi_n = \operatorname{arc\,tg} \frac{a_n}{b_n}$$

или

$$C_n \sin(n\Omega t + \psi_n) = \frac{(-1)^n e^{izpl} e^{i\psi_n}}{l\sqrt{\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 - (pz)^2}} e^{in\Omega t} +$$

$$+ \frac{e^{i\psi_n} e^{in\Omega t}}{l\sqrt{\left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 - (pz)^2}} + \frac{(-1) + (-1)^n}{n\pi} e^{in\Omega t}.$$

Отсюда подынтегральная функция

$$e^{izpt} = 1 + \frac{e^{izpl} - 1}{izpl} + \left[\frac{(-1)^n e^{izp\left(l - \frac{l}{n\pi}\right)}}{n\pi\sqrt{1 - \left(\frac{pz}{n}\right)^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{e^{i\frac{zp}{n}}}{\pi n\sqrt{1 - \left(\frac{pz}{n}\right)^2}} + \frac{(-1) + (-1)^n}{n\pi} \right] e^{in\Omega t}. \qquad (109)$$

Подставив (109) в (108), получаем выражение для искомой диаграммы направленности

$$F(\theta, t) = \int_{\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left[1 + \frac{e^{izpl} - 1}{izpl} \right] e^{ikz\cos\theta} dz +$$

$$+ \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left[\frac{(-1)^n e^{izp\left(l - \frac{l}{n\pi}\right)}}{n\pi\sqrt{1 - \left(\frac{pz}{n}\right)^2}} + \frac{e^{-i\frac{zp}{n}}}{n\pi\sqrt{1 - \left(\frac{pz}{n}\right)^2}} + \frac{(-1) + (-1)^n}{n\pi} \right] \times$$

$$\times e^{-ikz\cos\theta} e^{in\Omega t} dz. \qquad (110)$$

Второй интеграл, определяющий диаграмму направленности антенны на n-й гармонике, в свою очередь разбивается на три интеграла. Если $l = \pi$, то

$$F(\theta) = \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{(-1)^n e^{ipz\left(\pi - \frac{\pi}{n}\right)} e^{ikz\cos\theta}}{\pi n \sqrt{1 - \left(\frac{pz}{n}\right)^2}} dz +$$

$$+ \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{e^{-iz\frac{p}{n}} e^{ikz\cos\theta}}{n\pi \sqrt{1 - \left(\frac{pz}{n}\right)^2}} dz + \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{(-1) + (-1)^n}{n\pi} e^{-ikz\cos\theta} dz. \quad (111)$$

Анализ выражения (111) позволяет сделать следующие выводы.

Результирующая диаграмма направленности является суммой трех частных диаграмм, а поэтому она будет иметь трехлучевой характер.

Максимальные значения всех трех интегралов не совпадают по направлению, причем частная диаграмма своим максимумом совмещена с геометрической осью антенны.

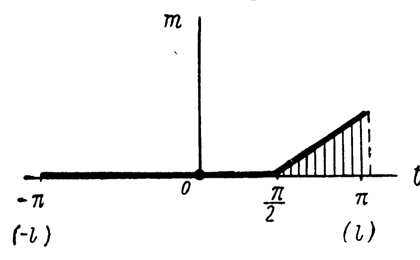


Рис. 24. График временной модуляции

Наибольший удельный вес имеет третья составляющая, ибо последний интеграл выражает диаграмму направленности однородного и синфазного волнового фронта.

С увеличением номера гармоники n положение диаграммы направленности изменяется, а значение первой и второй частных диаграмм приближается к значению третьего интеграла.

С увеличением p интервалы между диаграммами по направлению θ растут.

На четных гармониках $n = 2, 4, 6, \ldots$, третий интеграл оказывается равным нулю, а диаграмма направленности антенны принимает двухлучевую форму.

2. Антенна с однородным и несинфазным волновым фронтом, (фаза поля изменяется по линейному закону как по координате z, так и во времени). Характер временной модуляции показан на рис. 24. Функция распределения амплитуд имеет тот же вид, что

и в первом случае $\Phi(z, t) = zmt$, где $m = pt$, однако при этом

$$m = \begin{cases} 0, & \left(-l \leqslant t \leqslant \frac{l}{2}\right) \\ pt, & \left(\frac{l}{2} \leqslant t \leqslant l\right) \end{cases},$$

а экспоненциальный множитель подынтегральной функции

$$e^{i\Phi(z,t)} = \begin{cases} 1, & \left(-l \leqslant t \leqslant \frac{l}{2}\right) \\ e^{izpt}, & \left(\frac{l}{2} \leqslant t \leqslant l\right) \end{cases}. \qquad (112)$$

С учетом (112) коэффициенты разложения a_n и b_n выражаются

$$a_n = \frac{1}{l}\int_{-l}^{\frac{l}{2}} \cos\frac{n\pi}{l}\,tdt + \frac{1}{l}\int_{\frac{l}{2}}^{l} e^{dpt}\cos\frac{n\pi}{l}\,tdt =$$

$$= \frac{\sin\frac{n\pi}{2}}{n\pi} + \frac{e^{dpl}}{l(d^2p^2+b^2)}\left[(-1)^n dp - e^{-dp\frac{l}{2}}\, b\sin\frac{n\pi}{2}\right];$$

$$b_n = \frac{1}{l}\int_{-l}^{\frac{l}{2}} \sin\frac{n\pi}{l}\,t\,dt + \frac{1}{l}\int_{\frac{l}{2}}^{l} e^{dpt}\sin\frac{n\pi}{l}\,tdt =$$

$$= \frac{(-1)^n}{n\pi} + \frac{e^{dpl}}{l(d^2p^2+b^2)}\left[-b(-1)^n - e^{-dp\frac{l}{2}}\, dp\sin\frac{n\pi}{2}\right].$$

Принимая во внимание зависимости (105) и (108), получаем формулу для определения диаграммы направленности антенн на n-й гармонике

$$F(\theta) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\sqrt{\sin^2\frac{n\pi}{2}+1}}{n\pi}\, e^{i\,\mathrm{arctg}\left(\sin^2\frac{n\pi}{2}\right) - ikz\cos\theta}\, dz +$$

$$+ \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{(-1)^n e^{iz\left(p\pi - \frac{p}{n}\right)}}{n\pi\sqrt{1-\left(\frac{pz}{n}\right)^2}}\, e^{ikz\cos\theta}\, dz - \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \frac{\sin\frac{n\pi}{2}\, e^{iz\left(p\frac{\pi}{2}+\frac{p}{n}\right) - ikz\cos\theta}\, dz}{\pi n\sqrt{1-\left(\frac{pz}{n}\right)^2}}. \qquad (113)$$

Выражение (113) показывает, что при модуляции, когда фаза отлична от нуля только в течение четверти периода, диаграмма направленности также слагается из трех частных диаграмм, смещенных своими максимумами по направлению друг относительно друга на некоторый угол.

На четных гармониках диаграмма направленности имеет двухлучевую структуру, так как третий интеграл в формуле (113), выражающий один из боковых лучей, равен нулю. Положение максимумов диаграммы направленности определяется скоростью изменения фазы в раскрыве и номером гармоники.

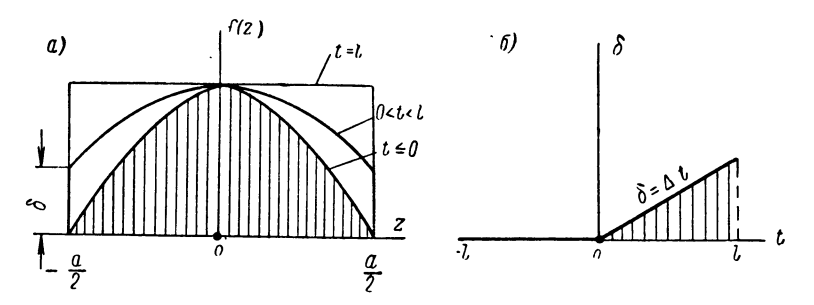


Рис. 25. Функция распределения амплитуды *а* — распределение амплитуды по раскрыву; *б* — изменение параметра δ во времени

3. Антенна с синфазным, неоднородным волновым фронтом. Функция распределения амплитуды $f(z)$ модулируется во времени по закону (рис. 25).

$$f(z,\ t) = \left[1 - (1 - \delta)\frac{2z}{a}\right].$$

$$\text{Величина } \left.\begin{array}{lll} \delta = \Delta t & \text{при} & 0 \leqslant t \leqslant l, \\ \delta = 0 & \text{при} & t \leqslant 0. \end{array}\right\} \qquad (114)$$

С учетом (114) решение интеграла, определяющего коэффициенты разложения a_n и b_n, для рассматриваемого случая имеет вид

$$a_n = 1 - \frac{2z}{a} + \frac{2z\Delta l}{a(n\pi)^2}[(-1)^n - 1]; \qquad (115)$$

$$b_n = \left\{\frac{2}{n\pi}\left[1 - \frac{2z}{a}(1 + l\Delta)\right]\right\}[(-1)^n - 1]. \qquad (116)$$

Для $\Delta = 1$ и $l = \pi$ диаграмма направленности волнового фронта, амплитудная функция которого модулируется во времени, рассчи-

тывается по формуле

$$F(\theta)=\int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}}\sqrt{\left\{1-\frac{2z}{a}+\frac{2z\,[(-1)^n-1]}{n^2a\pi}\right\}^2+\left\{\frac{2\,[(-1)^n-1]}{n\pi}\left[1-\frac{2z}{a}(1+\pi)\right]\right\}^2}\times e^{-i\left[z\frac{2\pi}{\lambda}\cos\theta-\varphi_n(z)\right]}\,dz, \quad (117)$$

где

$$\varphi_n(z)=\operatorname{arc\,tg}\left\{\frac{1-\frac{2z}{a}+\frac{2z\,[(-1)^n-1]}{n^2a\pi}}{\frac{2\,[(-1)^n-1]}{n\pi}\left[1-\frac{2z}{a}(1+\pi)\right]}\right\}. \quad (118)$$

Анализ формул (117) и (118) позволяет сделать вывод, что волновой фронт с модулированным во времени амплитудным распределением на каждой гармонике создает свою диаграмму направленности, так как с изменением номера гармоники меняется неоднородность волнового фронта и закон изменения фазы по раскрыву.

Легко видеть, что на четных гармониках ($n=2, 4, 6, \ldots$) величина $\varphi_n(z)$ не зависит от координаты z и равна $\frac{\pi}{2}$.

Следовательно, во всех четных гармониках имеют место диаграммы, не смещенные относительно геометрической оси антенны. Нечетные гармоники ($n=1, 3, 5, \ldots$) дают возможность формировать лучи, смещенные своими максимумами относительно оси антенной системы на некоторый угол, величина которого пропорциональна номеру гармоники.

С целью выявления количественных результатов были рассчитаны диаграммы направленности антенн, соответствующих вышерассмотренным случаям 1, 2 и 3.

Интегралы (111), (113) и (117) определялись методом численного интегрирования, используя формулу

$$F(\theta)=\frac{a}{6m}\left(J_0+4J_1+2J_2+\ \ldots\ +4J_{m-1}+J_m\right),$$

где m — число отрезков разбиения интервала.

$$J_i=f(z_i)\cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}z_i\cos\theta+\varphi(z_i)\right].$$

Исходными данными расчетов являлись $a=300$ *см*, $\lambda=3{,}14$ *см* и $p=0{,}1$ (1/*см*). Вычисленные диаграммы направленности для трех первых гармоник изображены на рис. 26—28, где $K=n$.

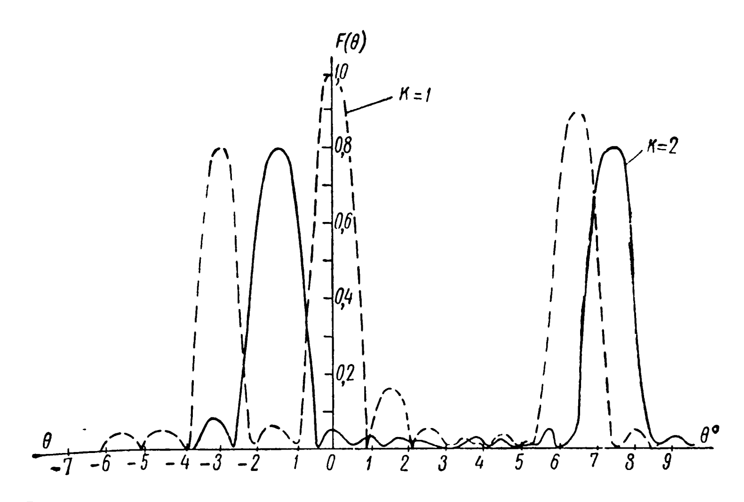


Рис. 26. Диаграммы направленности волнового фронта с фазой, модулированной в течение полупериода

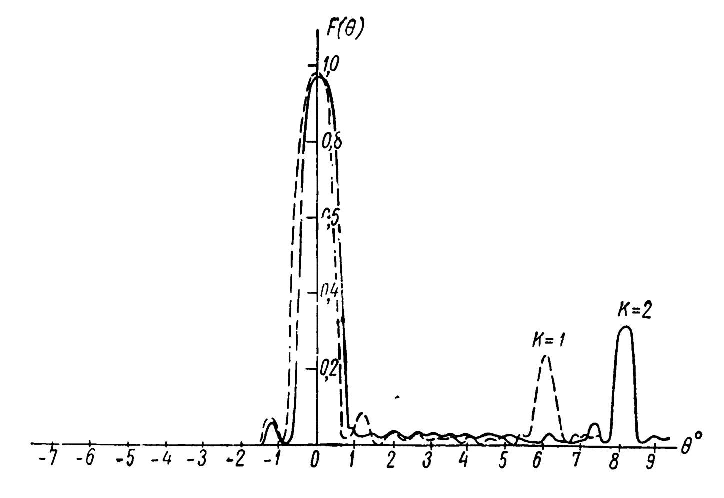


Рис. 27. Диаграммы направленности волнового фронта, модулированного в течение четверти периода

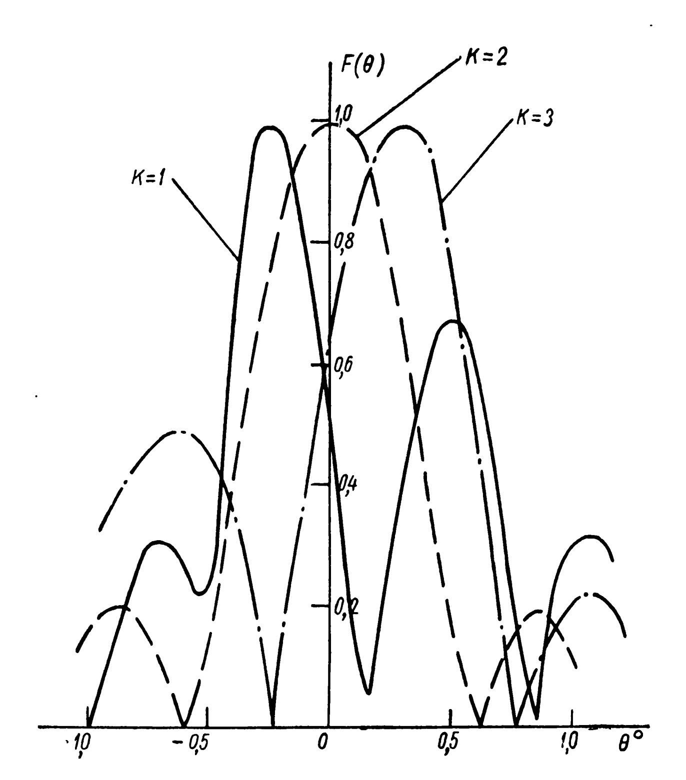


Рис. 28. Диаграммы направленности волнового фронта с амплитудной модуляцией

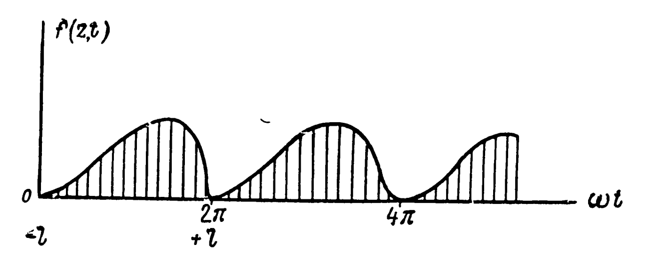


Рис. 29. График изменения амплитудной или фазовой функции интеграла по произвольному закону

Если амплитудная или фазовая функции интеграла, описывающего диаграмму направленности антенны, изменяются во времени периодически, но по произвольному закону (рис. 29), то коэффициенты разложения a_n и b_n целесообразно определять графоаналитическим способом.

В этом случае период изменения функции $[0 \div 2\pi]$ разбивается на m отрезков, и определяются по графику (рис. 29) значения функции $f_i(z, t)$ в точках разбиения.

Искомые коэффициенты рассчитываются по формулам

$$a_n = \frac{2}{m} \sum_{i=1}^{m} f_i(z, t) \cos n\,\Omega\, t_i;$$

$$b_n = \frac{2}{m} \sum_{i=1}^{m} f_i(z, t) \sin n\,\Omega t;$$

$$a_0 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} f_i(z, t).$$

На практике чаще возникает обратная задача, когда по заданным диаграммам направленности антенны требуется найти соответствующий закон модуляции подынтегральной функции.

Решение этой задачи проводится следующим образом. По известным диаграммам направленности (предположим, на I, II и III гармониках) определяются коэффициенты a_0, a_1, a_2, a_3; b_1, b_2 и b_3.

Затем по гармоническим составляющим путем графического суммирования находится искомая функция $f(z, t)$:

$$f(z, t) = a_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n(z) \cos n\,\Omega t + b_n(z) \sin n\,\Omega t],$$

или

$$f(z, t) = a_0(z) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n(z) \sin [n\Omega t + \psi_n(z)],$$

где

$$C_n = \sqrt{a_n^2 + b_n^2};$$

$$\psi_n = \operatorname{arc\,tg} \frac{a_n}{b_n}.$$

В заключение отметим, что изменение закона распределения амплитуды или фазы поля в раскрыве антенны позволяет получить многолучевую диаграмму направленности.

С точки зрения однозначности определения угловых координат цели целесообразнее использовать модуляцию волнового фронта по амплитуде.

§ 6. Расчет рупорных антенн

Расчет рупорных антенн (рис. 30, *а* и *б*) сводится к решению трех задач: определению оптимальных условий возбуждения волны в волноводе, питающем рупор; расчету поля в раскрыве рупора (решение внутренней задачи); вычислению характеристик поля из-

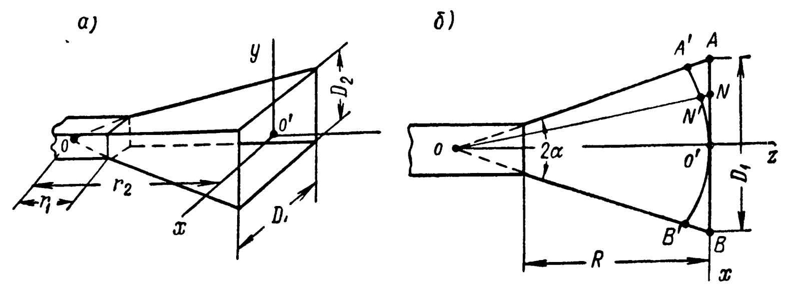


Рис. 30. Основные размеры рупорной антенны: *а* — эскиз пирамидального рупора; *б* — эскиз пирамидального рупора в плане

лучения (диаграмм направленности и коэффициента направленного действия).

Для передачи высокочастотной энергии в сантиметровом диапазоне волн от источника к рупорной антенне, как правило, используются волноводы прямоугольного сечения с возбуждением в них волны типа H_{10}.

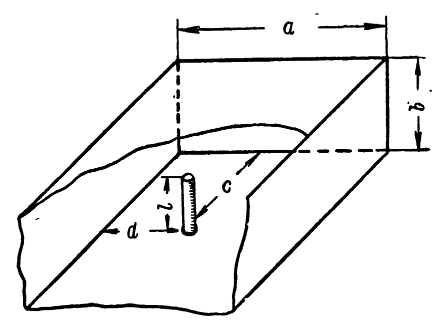


Рис. 31. Схема возбуждающего устройства

Возбуждение волны H_{10} возможно или поперечным штырем, находящимся в точке максимума напряженности электрического поля, или с помощью петли связи, располагаемой в месте максимума напряженности магнитного поля.

На практике чаще всего применяется возбуждение волновода с помощью штыря, поэтому обратимся к расчету такого элемента (рис. 31). Конечной целью расчета возбуждающего устройства является определение наивыгоднейших размеров штыря и координат *c*, *d* положения его в волноводе, при которых активное сопротивление штыря излучателя принимает максимальное значение.

При расчете штыревого возбудителя возможны два случая.

Случай 1-й. Имеем полубесконечный волновод, в котором от закорачивающей стенки к нагрузке распространяется бегущая

волна Расстояние от штыря до закорачивающей стенки c в этом случае определяется простым соотношением

$$c = \frac{\lambda_в}{4}, \qquad (119)$$

где $\lambda_в$ — длина волны в волноводе, вычисляемая по формуле

$$\lambda_в = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}}. \qquad (120)$$

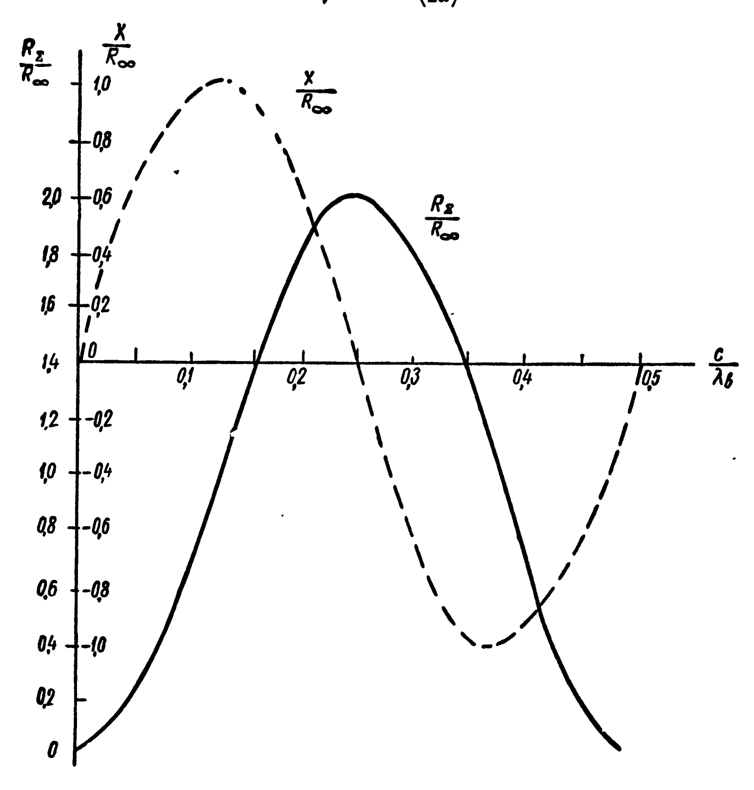


Рис. 32. Кривые зависимости сопротивления излучения и реактивного сопротивления штыря от положения последнего в волноводе

При выполнении соотношения (119) активная составляющая входного сопротивления штыря имеет максимальное значение, а реактивная равна нулю (рис 32).

Сопротивление излучения может быть вычислено по формуле

$$R_\Sigma = R_\infty 2 \sin^2 \beta c, \qquad (121)$$

где

$$R_\infty = 120\pi \sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'}} \frac{h_д^2}{ab} \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{a} d\right)}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \quad (122)$$

— сопротивление излучения штыря в бесконечном волноводе;

$$h_д = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tg} \frac{\pi l_ш}{\lambda} \quad (123)$$

— действующая высота штыря;

μ', ε' — относительная магнитная и диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей полость волновода;

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}.$$

Величина расстояния $d = \frac{a}{2}$ обеспечивает, как видно из (122), максимум R_∞.

Случай 2-й. В полубесконечном волноводе устанавливается смешанная волна, характеризуемая определенным коэффициентом бегущей волны $K_{б.\,в.}$. Применительно к такому часто встречающемуся на практике случаю координаты положения штыря находятся по формулам

$$d = \frac{a}{2};$$

$$c = \frac{1}{\beta} \operatorname{arc\,tg} \left[- \frac{\sin^2\beta x + K_{б.\,в}^2 \cos^2\beta x}{0{,}5\left(1 - K_{б.\,в}\right) \sin^2 \beta x} \right], \quad (124)$$

где

$$x = L - \frac{2n+1}{4} \lambda_в - x_0;$$

x — расстояние от штыря до ближайшего узла напряжения;

L — расстояние между штырем и нагрузкой;

n — целое число, выбираемое так, чтобы $\frac{\lambda_в}{2} > x > 0$,

$$x_0 = \frac{1}{2\beta} \operatorname{arc\,tg} \frac{2x_н W}{R_н^2 + x_н^2 - W^2}. \quad (125)$$

В формуле (125) величина x_0 выражает расстояние от нагрузки до первой пучности напряжения, а величина W — волновое сопротивление волновода для волны типа H_{10}; $W = 120\pi \sqrt{\frac{\mu'}{\varepsilon'} \cdot \frac{\lambda_в}{\lambda}}$.

Величина c может быть выбрана из графика (рис. 33) по известным $K_{б. в.}$ и x.

Сопротивление излучения рассчитывается по нижеприводимым формулам (126) и по графикам (рис. 34—37):

$$\left.\begin{aligned} R_\Sigma &= R_\infty U; \\ U &= \frac{2K_{б.\,в} \sin^2 \beta c}{\sin^2 \beta (c+x) + K^2_{б.\,в} \cos^2 \beta (c+x)}. \end{aligned}\right\} \quad (126)$$

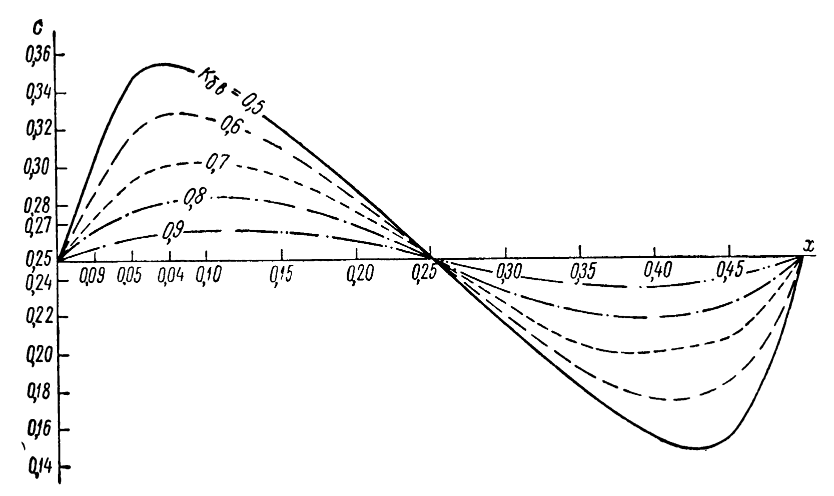


Рис. 33. График зависимости c от x

Укорочение штыря, необходимое для компенсации реактивного сопротивления, легко подсчитывается по приближенной формуле

$$\Delta l \approx \frac{27{,}08}{\rho}, \quad (127)$$

где

$\rho = 60\left(ln\frac{2l}{r} - 1\right)$ — волновое сопротивление штыревого излучателя;

$2\,r$ — диаметр штыря.

Для определения высоты штыря, выраженной в единицах длины волны в зависимости от толщины, можно воспользоваться графиком $\frac{l_ш}{\lambda} = f\left(\frac{l}{2r}\right)$, приведенным на рис. 38.

Пример. Дано: $\lambda = 10{,}2$ *см*, $a = 7{,}62$ *см*, $b = 3{,}81$ *см*, $d = 0{,}5a$, $2r = 6$ *мм*, $x = 0{,}15$ *см*, $K_{б.\,в} = 0{,}8$.

Необходимо определить основные размеры штыря и положение его в волноводе.

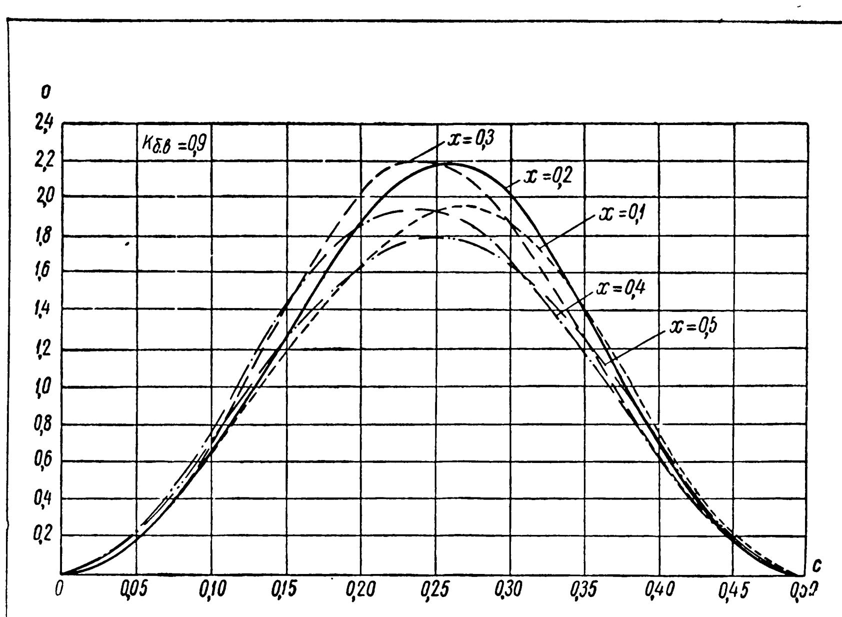


Рис. 34. График зависимости U от c при $K_{б.в} = 0{,}9$

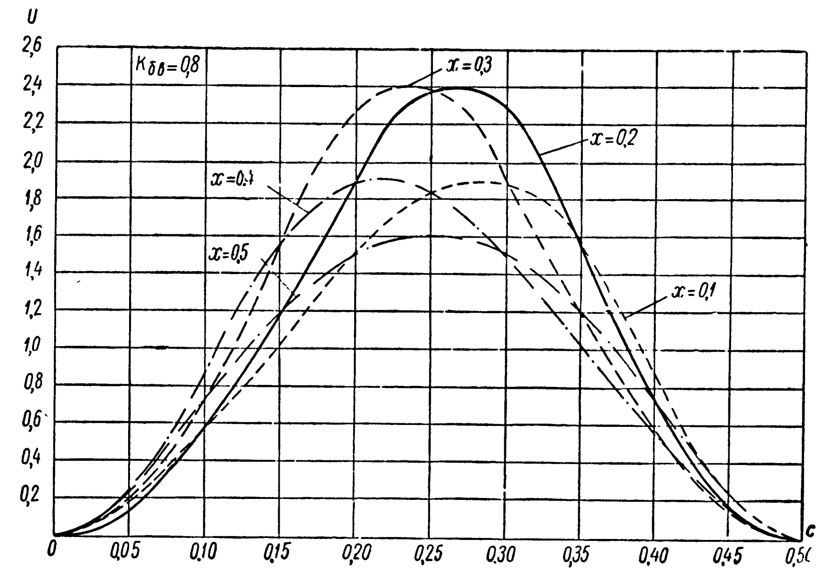


Рис. 35. График зависимости U от c при $K_{б.\,в} = 0{,}8$

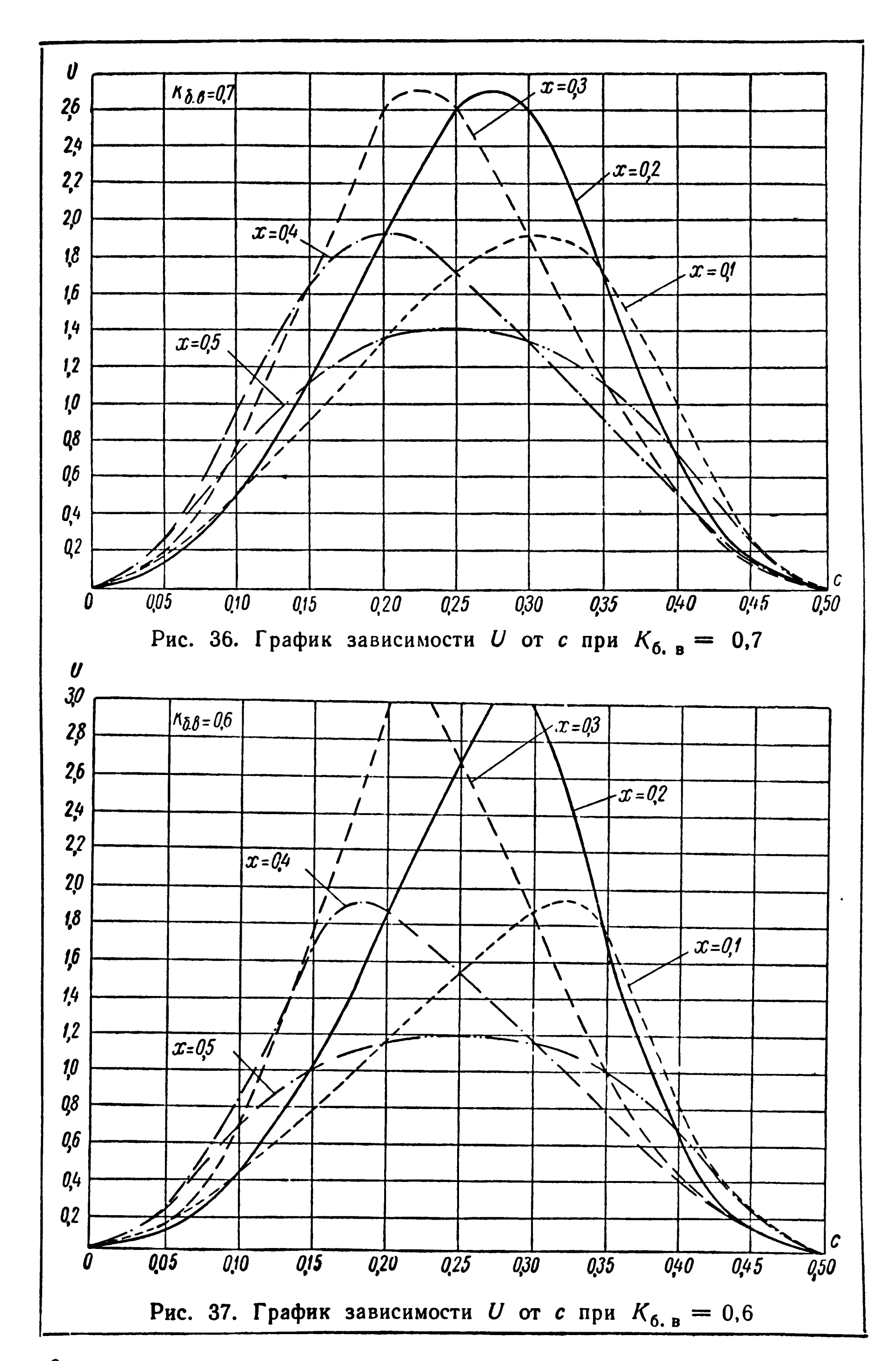


Рис. 36. График зависимости U от c при $K_{б.\ в} = 0{,}7$

Рис. 37. График зависимости U от c при $K_{б.\ в} = 0{,}6$

1. Длина штыря без учета толщины

$$l = \frac{\lambda}{4} = \frac{10,2}{4} = 2,55 \text{ см}$$

2. Длина штыря с учетом толщины определяется по графику (рис. 38) через параметр

$$\frac{l}{2r} = \frac{2,55}{0,6} \approx 4,25;$$

$$\frac{l_ш}{\lambda} = 0,188; \quad l_ш = 0,188\lambda \approx 1,93 \text{ см}.$$

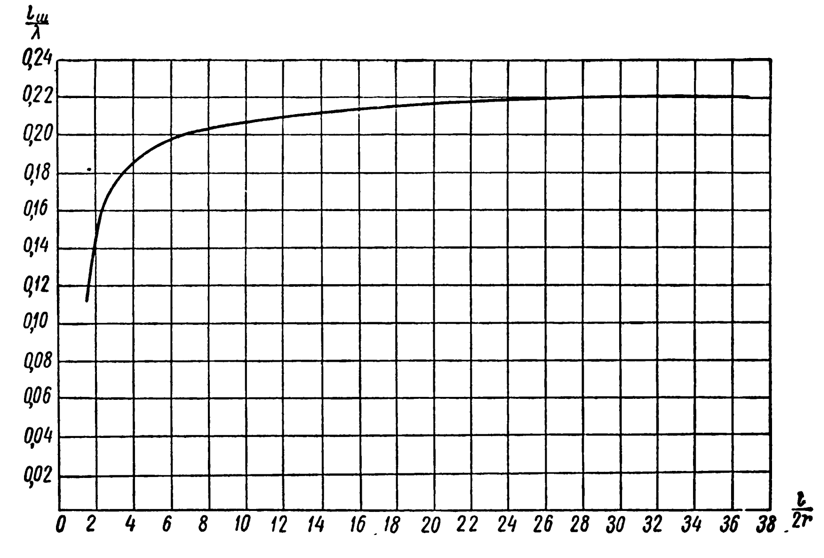


Рис. 38. График зависимости $\frac{l_ш}{\lambda}$ от $\frac{l}{2r}$.

3. Действующая высота штыря определяется по (123)

$$h_д = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{tg} \frac{\pi l_ш}{\lambda} = \frac{10,2 \cdot 0,67}{2\pi} \approx 1,1 \text{ см}.$$

4. По формуле (124) или графику (рис. 33) по заданным $K_{б. в.}$ и x определяем расстояние c

$$c = 0,28\lambda_в = \frac{0,28\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} \approx 3,3 \text{ см}.$$

5. Используя графики (рис. 27—30) или формулу (126) находим величину множителя

$$U = \frac{2K_{б.\,в}\sin^2\beta c}{\sin^2\beta(c+x)+K_{б.\,в}\cos^2\beta(c+x)} =$$

$$= \frac{2\cdot 0{,}8\sin^2 0{,}5\pi}{\sin^2\cdot 0{,}86\pi + 0{,}64\cos^2\cdot 0{,}86\pi} \approx 2{,}1.$$

6. По формуле (122) вычисляем

$$R_\infty = 120\pi\frac{1{,}1^2}{7{,}62\cdot 3{,}81\sqrt{1-\left(\frac{10{,}2}{15{,}24}\right)^2}} \approx 20{,}6\ ом.$$

7. Определяем сопротивление излучения штыревого возбудителя

$$R_\Sigma = R_\infty U = 20{,}6\cdot 2{,}1 \approx 43{,}3\ ом.$$

При определении поля в раскрыве рупора условия задачи идеализируются, т. е. предполагается, что при конечной длине рупора внутреннее поле по всей его длине остается таким же, каким оно формируется в бесконечно длинном рупоре, а стенки рупора принимаются идеально проводящими.

Поле внутри рупора, так же как и поле в волноводе, имеет три составляющие, однако фронт волны в рупоре отличается от плоского. В секториальном рупоре он цилиндрический, в пирамидальном — сферический. Фазовая скорость волны в рупоре меньше фазовой скорости в волноводе. С увеличением расстояния между стенками, параллельными вектору электрического поля, фазовая скорость приближается к скорости света в свободном пространстве c.

В силу этого для рупора не существует критической волны, что не исключает существования, кроме основной волны, высших типов волн. Практически в рупоре сохраняется в основном волна типа H_{10}, которая имела место в волноводе, возбуждающем рупор.

Выяснив особенности электромагнитного поля в рупоре, перейдем к определению законов изменения амплитуд $f(x, y)$ и фаз поля $\Phi(x, y)$ в раскрыве секториального рупора.

При небольших углах 2α (рис. 30, *б*) при вершине рупора приближенно можно считать, что закон распределения амплитуд подобен закону распределения амплитуд в поперечном сечении регулярного волновода. При возбуждении волны типа H_{10} вдоль оси y поле имеет постоянную амплитуду, а по оси x оно изменяется по косинусоидальному закону, т. е.

$$f(y) = \text{const};\quad f(x) = \cos\frac{\pi x}{a}.$$

Фаза поля в раскрыве рупора не остается постоянной и определяется в некоторой точке N (рис. 30, *б*) по формуле

$$\Phi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}N'N = \frac{2\pi}{\lambda}R_1\left[\sqrt{1+\frac{x^2}{R_1^2}}-1\right] \approx \frac{\pi x^2}{\lambda R_1^2}. \quad (128)$$

Максимальная величина квадратической фазовой ошибки имеет место на краях апертуры $\left(\text{при } x=\frac{D_1}{2}\right)$

$$\Phi_{max}=\frac{\pi}{4}\frac{D_1^2}{\lambda R_1},$$

где D_1 — размер раскрыва,
R_1 — длина рупора.

Закон распределения поля в раскрыве без учета дифракции на краях рупора выразится следующим образом:

а) для секториального рупора с волной H_{10}

$$f(x_S y_S)\, e^{i\Phi(x_S y_S)}=\cos\frac{\pi x}{D_1}e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\frac{x^2}{R_1}};$$

б) для пирамидального рупора с волной H_{10}

$$f(x_S y_S)\, e^{i\Phi(x_S y_S)}=\cos\frac{\pi x}{D_1}e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{x^2}{R_1}+\frac{y^2}{R_2}\right)}. \quad (129)$$

Вводя эти соотношения в формулы (76) и (77), можно рассчитать поле излучения рупорной антенны с помощью методов, изложенных в § 5. Если максимальная фазовая ошибка в раскрыве не превосходит величину $\frac{\pi}{2}$, то несинфазностью пренебрегают, и расчет можно вести по упрощенным формулам:

$$E_{xz}=A\cos^2\frac{\theta}{2}\int_{-\frac{D_2}{2}}^{\frac{D_2}{2}}dy_S\int_{-\frac{D_1}{2}}^{\frac{D_1}{2}}\cos\frac{\pi x}{D_1}e^{ikx\sin\theta}dx=$$

$$=\frac{2AD_1D_2}{\pi}\cos^2\frac{\theta}{2}\frac{\cos\left(\frac{\pi D_1}{\lambda}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2}{\pi}\frac{\pi D_1}{\lambda}\sin\theta\right)^2};$$

$$E_{yz}=A\cos^2\frac{\theta}{2}\int_{-\frac{D_1}{2}}^{\frac{D_1}{2}}\cos\frac{\pi x}{D_1}dx\int_{-\frac{D_2}{2}}^{\frac{D_2}{2}}e^{iky\sin\theta}dy=$$

$$=\frac{2AD_1D_2}{\pi}\cos^2\frac{\theta}{2}\frac{\sin\left(\frac{\pi D_2}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi D_2}{\lambda}\sin\theta}. \quad (130)$$

Полагая при малом $\theta \cos^2 \frac{\theta}{2} \approx 1$, получаем выражения для диаграмм направленности рупорной антенны по полю в двух главных плоскостях:

$$\left.\begin{aligned} F_y(\theta) &= \frac{\sin\left(\frac{\pi D_2}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi D_2}{\lambda}\sin\theta}; \\ F_x(\theta) &= \frac{\cos\left(\frac{\pi D_1}{\lambda}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2}{\pi}\frac{\pi D_1}{\lambda}\sin\theta\right)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{131}$$

Если приравнять каждое выражение из (131) величине 0,707, то можно получить простую формулу для расчета ширины диаграммы направленности в плоскостях *zoy* и *zox*

$$\theta_1 = 1{,}18\frac{\lambda}{D_1}; \quad \theta_2 = 0{,}89\frac{\lambda}{D_2}. \tag{132}$$

Перейдем к расчету коэффициента усиления рупорной антенны. Для рупорных антенн сопротивление излучения значительно больше сопротивления потерь, поэтому на основании (4) можно принимать к. п. д. антенны равным единице и коэффициент усиления антенны равным коэффициенту направленного действия $g \approx D$.

Максимальное значение к. н. д. равно отношению плотности потока энергии в направлении максимума диаграммы направленности к среднему потоку по сфере, или

$$D_0 = \frac{E_{max}^2}{\frac{1}{4\pi r^2}\int\limits_S E_S^2\, dS}. \tag{133}$$

Максимальное значение напряженности электрического поля E_{max} для пирамидального рупора с учетом фазовых ошибок можно вычислить по формуле (130), если принять $\theta = 0$

$$E_{max} = A \int\limits_{-\frac{D_1}{2}}^{\frac{D_1}{2}} \cos\frac{\pi x}{D_1} e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\frac{x^2}{R_1}} dx \int\limits_{-\frac{D_2}{2}}^{\frac{D_2}{2}} e^{-i\frac{\pi}{\lambda}\frac{y^2}{R_2}} dy. \tag{134}$$

Интегралы в (134) легко выражаются через интегралы Френеля

$$E(x) = C(x) + iS(x).$$

Для пирамидального рупора

$$E_{\max}=2A\sqrt{\frac{\lambda R_1}{2}}\{[C(u)-C(v)]-i[S(u)-S(v)]\}\times$$
$$\times\sqrt{\frac{\lambda R_2}{2}}[C(w)-iS(w)], \qquad (135)$$

где

$$u=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sqrt{\lambda R_1}}{D_1}+\frac{D_1}{\sqrt{\lambda R_1}}\right);$$
$$v=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\sqrt{\lambda R_1}}{D_1}-\frac{D_1}{\sqrt{\lambda R_1}}\right);$$
$$w=\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{D_2}{\sqrt{\lambda R_2}}.$$

Интеграл, стоящий в знаменателе формулы (133) и взятый по сфере, проходящей через поверхность раскрыва, будет равен интегралу по поверхности раскрыва

$$\int_S |E_S|^2 dS=\int_{-\frac{D_2}{2}}^{\frac{D_2}{2}} dy \int_{-\frac{D_1}{2}}^{\frac{D_1}{2}} E_0^2\cos^2\frac{\pi x}{D_1}\,dx=E_0^2\frac{D_1D_2}{2}. \qquad (136)$$

После подстановки (135), (136) в (133) получаем выражение для определения коэффициента направленного действия для пирамидальной рупорной антенны

$$D=\frac{8\pi R_1R_2}{D_1D_2}\{[C(u)-C(v)]^2+[S(u)+S(v)]^2\}\times$$
$$\times[C^2(w)+S^2(w)]. \qquad (137)$$

Соответственно для H-плоскостного и E-плоскостного секториальных рупоров будем иметь

$$D_H=\frac{4\pi D_2R_1}{\lambda D_1}\{[C(u)-C(v)]^2+[S(u)-S(v)]^2\}; \qquad (138)$$

$$D_E=\frac{64D_1R_2}{\pi\lambda D_2}[C^2(w)+S(w)]. \qquad (139)$$

При определении к. н. д. можно воспользоваться графиками $D_H=f_1(R_1D_1\lambda D_2)$ и $D_E=f_2(R_2D_2\lambda D_1)$, показанными на рис. 39

и 40. Ширина узкой стенки рупора принята равной длине волны. Если размер узкой стенки больше или меньше λ, то для определения к. н. д. найденное значение D_H или D_E необходимо умножить на величину узкой стенки, выраженную в долях волны $\left(\text{соответственно на } \frac{D_2}{\lambda} \text{ и } \frac{D_1}{\lambda}\right)$.

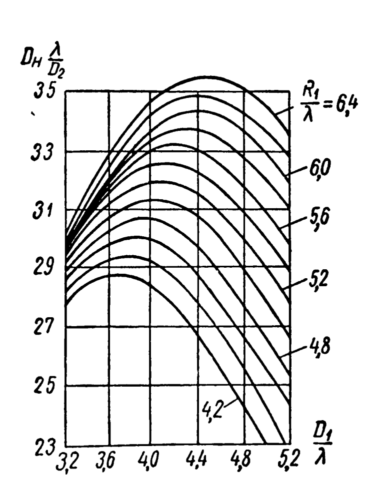


Рис. 39. Зависимость относительного к. н. д. H-плоскостного рупора от относительной длины широкой стороны

Рис. 40. Зависимость относительного к. н. д. E-плоскостного рупора от относительной длины широкой стороны

В точках максимума кривых $\frac{R}{\lambda} = \text{const}$ к. н. д. равен примерно 80% от величины D_0, рассчитанного по формуле (133) в предположении синфазности волнового фронта. Таким образом,

$$D_{max} = 0,81 \frac{4\pi S}{\lambda^2}. \qquad (140)$$

Эти точки соответствуют фазовой ошибке $\Phi_{max} = \frac{\pi}{2} \div \frac{3\pi}{4}$. Положив величину допустимой фазовой ошибки $\Phi_{max} \leqslant \frac{\pi}{2}$, из формулы (128) получаем соотношение для выбора основных геометрических размеров рупорной антенны

$$R \geqslant \frac{D^2}{2\lambda}. \qquad (141)$$

Для расчета сопротивления излучения штыревого возбудителя необходимо знать величину коэффициента бегущей волны или коэффициента отражения волны от неоднородностей в рупорной антенне. Отражение падающей волны в такой системе происходит от двух неоднородностей: горла рупора и его раскрыва.

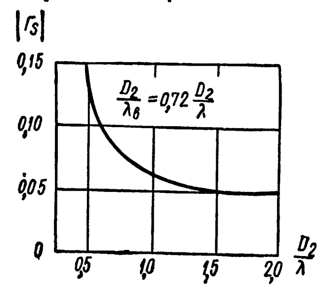


Рис. 41. Зависимость коэффициента отражения от относительного размера рупора

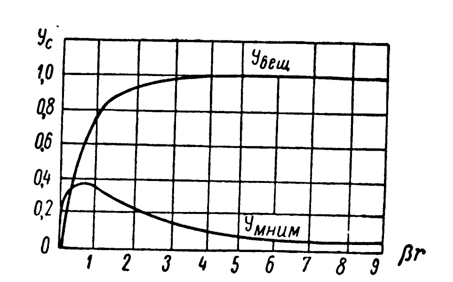


Рис. 42. Зависимости проводимости от параметра βr

Величину коэффициента отражения Г можно вычислить воспользовавшись графиками (рис. 41—43) и формулами (142) и (143). Искомый коэффициент отражения определяется суммой двух со-

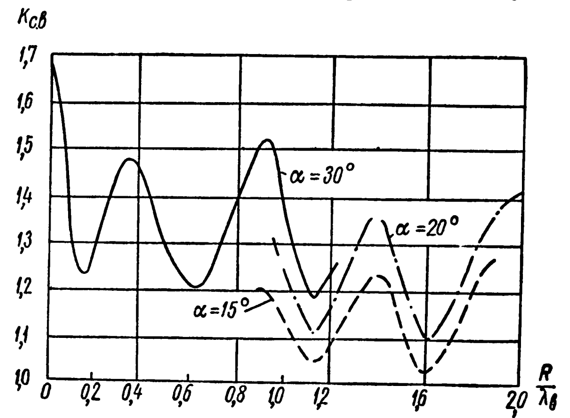


Рис. 43. Зависимости $K_{с.в}$ от относительной длины рупора

ставляющих $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, каждая из которых находится из выражений:

$$\Gamma_1 = \frac{1 - \frac{\sin \alpha}{\alpha} Y_c(\beta r_1)}{1 + \frac{\sin \alpha}{\alpha} Y_c(\beta r_1)}; \tag{142}$$

$$\Gamma_2=\frac{4\frac{\sin\alpha}{\alpha}\frac{F_1(\beta r_1)}{G_1(\beta r_1)}\Gamma_S\left|e^{-i\Delta}\right|}{1+\left[\frac{\sin\alpha}{\alpha}\frac{F_1(\beta r_1)}{G_1(\beta r_1)}\right]^2+2\frac{\sin\alpha}{\alpha}\frac{F_1(\beta r_1)}{G_1(\beta r_1)}\sin(\psi-\varphi)}, \qquad (143)$$

где

$$\beta r_1=\frac{\pi b}{\lambda_{\text{в}}\sin\alpha}; \qquad (144)$$

$Y_c(\beta r_1)$ — волновая проводимость рупора, определяемая по графику (рис. 42);

$F_1=\left|H_0'(\beta r_1)\right|$, $G_1=\left|H_1'(\beta r_1)\right|$ — некоторые вещественные функции, определяемые через функции Ханкеля;

$$\psi(\beta r_1)=\beta r_1-\frac{\pi}{4};$$

$$\varphi(\beta r_1)=\beta r_1-\frac{3}{4}\pi;$$

Γ_S — коэффициент отражения в рупоре за счет раскрыва (определяется по рис. 41);

$\Delta=\varepsilon+2[\varphi(\beta r_2)-\varphi(\beta r_1)]$ — фазовый угол между составляющими Γ_2 и Γ_S.

Первое слагаемое предыдущей формулы

$$\varepsilon=2\operatorname{arctg}\frac{\frac{\sin\alpha}{\alpha}\frac{F_1}{G_1}\cos(\psi_1-\varphi_1)}{1+\frac{\sin\alpha}{\alpha}\frac{F_1}{G_1}\sin(\psi_1-\varphi_1)} \qquad (145)$$

выражает угол сдвига фазы в горле рупора, второе — сдвиг фазы по длине рупора $R=r_2-r_1$.

Методика расчета рупорных антенн. Расчет антенн ведется на базе исходных данных. Они определяются техническим заданием на проектирование, в котором указываются: величина коэффициента усиления или к. н. д., необходимая для достижения требуемой дальности действия радиоаппаратуры; ширина диаграммы направленности в обеих плоскостях и допустимый уровень боковых лепестков, обеспечивающие требуемые точности определения угловых координат и определенный режим обзора пространства; предельные габариты антенны и вес, отвечающие условиям установки ее на объекте.

Методику расчета рупорной антенны рассмотрим на конкретном примере.

Пример. Требуется спроектировать рупорную антенну, которая должна удовлетворять следующим условиям:

а) ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости $\theta_г = 100°$

б) ширина диаграммы направленности в вертикальной плоскости $\theta_в = 30°$;

в) допустимый уровень боковых лепестков $\sim 7\%$;

г) коэффициент направленного действия $D \geqslant 10$;

д) длина рабочей волны 3,2 *см*;

е) основные геометрические измерения не превосходили бы размеры $D_1 \times D_2 \times R = 30 \times 60 \times 50$ *мм*.

Порядок расчета. 1. Определяем размеры вершины рупора. Для передачи электромагнитных волн длиной 3 *см* может быть использован стандартный прямоугольный волновод с размерами $a \times b = 23 \times 10$ *мм*. Эти величины определяют и размеры вершины рупора.

2. По формулам (132) находим необходимые размеры раскрыва рупора D_1 и D_2:

$$D_1 = 1,18\frac{\lambda}{\theta_г} = 1,18\frac{3,2\cdot 57°,3}{100°} \approx 2,3 \text{ см};$$

$$D_2 = 0,89\frac{\lambda}{\theta_в} = \frac{0,89\cdot 3,2\cdot 57°,3}{30} \approx 5,4 \text{ см}.$$

3. Из условия максимально допустимой фазовой ошибки $\Phi_{max} = \frac{\pi}{2}$ определяем длину рупора R_2:

$$R_2 = \frac{D_2^2}{2\lambda} = \frac{5,4^2}{2\cdot 3,2} \approx 4,5 \text{ см}.$$

4. По формулам (131) рассчитываем диаграммы направленности антенны в горизонтальной и вертикальной плоскостях

$$F_x(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi D_1}{\lambda}\sin\theta\right)}{1-\left(\frac{2D_1}{\lambda}\sin\theta\right)^2} = \frac{\cos(2,27\sin\theta)}{1-2,07\sin^2\theta};$$

$$F_y(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{\pi D_2}{\lambda}\sin\theta\right)}{\frac{\pi D_2}{\lambda}\sin\theta} = \frac{\sin(3,7\sin\theta)}{3,7\sin\theta}.$$

Расчетные данные сводим в следующую таблицу:

$\theta°$	$F_x(\theta)$	$F_y(\theta)$	$\theta°$	$F_x(\theta)$	$F_y(\theta)$
0	1,00	1,00	30	0 80	0,25
5	0,98	0,96	40	0,75	0,10
10	0,96	0,89	50	0,70	0,15
15	0,94	0,76	60	0,57	0,18
20	0,91	0,72	70	0,40	0,08
25	0,85	0.40			

Первый боковой лепесток по мощности имеет уровень порядка 4%.

5. Для E-плоскостного рупора по размерам $D_2 = 5{,}4$ *см*, $R_2 = 4{,}5$ *см* и $\lambda = 3{,}2$ *см* с помощью формулы (139) вычисляем к. н. д.

Рассчитываем параметр

$$w = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{D_2}{\sqrt{\lambda R_2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{5{,}4}{\sqrt{3{,}2 \cdot 4{,}5}} = 1{,}0.$$

По таблице (приложение 5) интегралов Френеля находим

$$C(w) = C(1{,}0) = 0{,}7217;$$

$$S(w) = S(1{,}0) = 0{,}2476.$$

$$D_E = \frac{64 D_1 R_2}{\pi \lambda D_2} [C^2(w) + S^2(w)] =$$

$$= \frac{64 \cdot 2{,}3 \cdot 4{,}5}{\pi 3{,}2 \cdot 5{,}4} [0{,}7217^2 + 0{,}2476^2] = 13{,}8.$$

6. По графику (рис. 43) определяем величину коэффициента бегущей волны при рассчитанной длине рупора $R_2 = 4{,}5$ *ом*.

Из графика по отношению $\frac{R_2}{\lambda_в} = \frac{4{,}5}{4{,}4} = 1{,}03$ и углу при вершине сектора

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{0{,}5(D_2 - b)}{R_2} = \operatorname{arctg} \frac{2{,}6 - 0{,}5}{4{,}5} = 23^\circ$$

получаем

$$K_{б.в} = \frac{1}{K_{с.в}} = \frac{1}{1{,}4} \approx 0{,}71.$$

Из рис. 43 видно, что минимальное значение коэффициента стоячей волны соответствует отношению $\frac{R_2}{\lambda_в} = 1{,}15$ и равно $1{,}05$ $[K_{б.в.} = 0{,}95]$.

Окончательно принимаем размер $R_2 = 1{,}15\lambda_в = 1{,}15 \cdot 4{,}4 = 5$ *см*. Для точного вычисления коэффициента бегущей волны можно воспользоваться формулами (142) и (143), позволяющими определить суммарную величину коэффициента отражения волны от горловины и раскрыва рупора.

Применительно к данной рупорной антенне

а) для $b = 10$ *мм*

$$\lambda_в = 44 \ мм, \ \beta r_1 = \frac{\pi 10}{44 \sin 23^\circ} = 2{,}2;$$

б) из рис. 42 по $\beta r_1 = 2{,}2$ находим

$$y_C = 0{,}95;$$

в) из рис. 41 по $\frac{D_2}{\lambda} = 1{,}5$ находим

$$\Gamma_S = 0{,}05;$$

г) определяем $F_1 = |H_0'(2,2)| = 0,50$,

$$D = |H_1'(2,2)| = 0,52;$$

$$\psi_1(2,2) = 2,2 - 0,78 = 1,42;$$

$$\varphi_1(2,2) = 2,2 - 2,36 = -0,16;$$

$$\sin(\psi_1 - \varphi_1) = \sin 89°30' = 0,99994 \approx 1,0;$$

д) по формулам (142), (143) и (144) рассчитываем Γ_1 и Γ_2

$$\Gamma_1 = \frac{1 - \frac{\sin 23°}{0,35} 0,95}{1 + \frac{\sin 23°}{0,35} 0,95} \approx 0,042 = 4,2\%;$$

$$\Gamma_2 = \frac{4 \frac{\sin 23°}{0,35} 0,965 \cdot 0,05 |e^{-i\Delta}|}{1 + (0,96 \cdot 0,965)^2 + 2 \cdot 0,96 \cdot 0,965 \cdot 1} \approx 0,045 |e^{-i\Delta}|;$$

$$\varepsilon = 2 \operatorname{arctg} \frac{\frac{\sin 23°}{0,35} 0,965 \cos 89°30'}{1 + 0,96 \cdot 0,965 \sin 89°30'} = 0,01;$$

$$\varphi(\beta r_2) - \varphi(\beta r_1) = 10,54 + 0,16 = 10,7;$$

$$\Delta = 0,01 + 2 \cdot 10,7 = 22,4 \text{ рад.};$$

е) с учетом величины Δ суммарный коэффициент отражения составит

$$\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 = 0,042 + 0,045(-0,95 - i0,34) \approx 8,7\%;$$

ж) $$K_{б.в} = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} = \frac{1 - 0,087}{1 + 0,087} \approx 0,85.$$

В горле рупора возникают волны высших типов, которые распространяются в волноводе с затуханием по экспоненциальному закону в виде отраженной волны. Поэтому возбудитель должен располагаться от рупора на достаточном расстоянии.

7. По известным $K_{б.в}$, длине волны и размерам волновода $a \times b$ рассчитываем штыревое возбуждающее устройство по методике, изложенной в начале этого параграфа.

В радиолокационных станциях специального назначения находят применение рупорные антенны с вращающейся поляризацией.

В основу расчета таких антенн кладется условие образования волны круговой поляризации

$$E_г = E_в, \quad \varphi_г = \varphi_в \pm 90°,$$

где $E_г$ и $\varphi_г$ — амплитуда и фаза горизонтальной составляющей поля на выходе рупора;

$E_в$ и $\varphi_в$ — амплитуда и фаза вертикальной составляющей того же поля.

Сдвиг по фазе $\pm 90°$ обеспечивается путем установки в рупорной антенне диэлектрической пластины, замедляющей волну в со-

ответствующей плоскости, или металлопластинчатой линзы, ускоряющей одну из составляющих поля E.

Конструкция рупорной антенны с вращающейся поляризацией показана на рис. 44.

В квадратном волноводе с помощью стандартного волновода возбуждаются волны H_{10} и H_{01}, электрические векторы которых взаимно-перпендикулярны. При наличии в квадратном волноводе диэлектрической пластины эти волны будут иметь различные фазовые скорости.

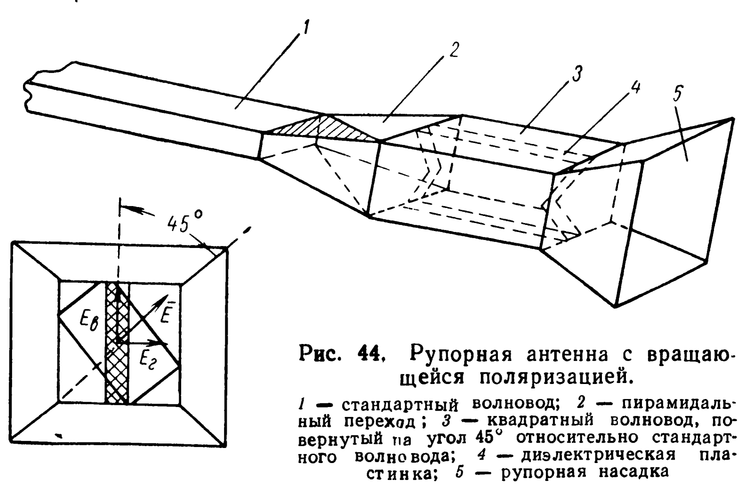


Рис. 44. Рупорная антенна с вращающейся поляризацией.

1 — стандартный волновод; *2* — пирамидальный переход; *3* — квадратный волновод, повернутый на угол 45° относительно стандартного волновода; *4* — диэлектрическая пластинка; *5* — рупорная насадка

Скорость волны $E_в$ будет меньше скорости волны $E_г$ в $\sqrt{\varepsilon'}$ раз (ε' — относительная диэлектрическая проницаемость пластины). В определенном сечении волновода разность фаз между полями этих волн достигнет 90°. Результирующее поле будет иметь вращающуюся поляризацию. Знаки плюс или минус отмеченной разности фаз определяют направление вращения вектора $\bar{E}$.

Нетрудно показать, что величина разности фаз зависит от диэлектрической проницаемости ε материала пластины и от длины последней l

$$\varphi_в - \varphi_г = \frac{2\pi l}{\lambda_в}\left(\sqrt{\varepsilon'} - 1\right).$$

Если $\varphi_в - \varphi_г = -\frac{\pi}{4} = \frac{3\pi}{4}$, то равенство примет вид $\frac{3\pi}{4} = \frac{2\pi l}{\lambda_в}\left(\sqrt{\varepsilon'} - 1\right)$ или $l = \frac{3\lambda_в}{8\left(\sqrt{\varepsilon'} - 1\right)}$.

Для полистирола ($\varepsilon' \approx 2{,}25$) получаем

$$l = \frac{3}{4}\lambda_в. \qquad (146)$$

Пример. Сделать расчет рупорной антенны с круговой поляризацией (рабочая длина волны $\lambda_0 = 3{,}2$ *см* размер стороны квадратного волновода $a = 2{,}5$ *см*, фазосдвигающая пластина выполнена из полистирола $\varepsilon' = 2{,}25$).

1. Определяем критическую волну в квадратном волноводе

$$\lambda_{кр} = \sqrt{2}\, a = \sqrt{2} \cdot 2{,}5 \text{ см}.$$

2. Длина волны в квадратном волноводе

$$\lambda_в = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_{кр}^2}}} = \frac{3{,}2}{\sqrt{1 - \frac{10}{12{,}5}}} = 7{,}1 \text{ см}.$$

3. Рассчитываем длину фазосдвигающей пластины по формуле (146)

$$l = \frac{3}{4} \lambda_в = \frac{3 \cdot 7{,}1}{4} \approx 5{,}6 \text{ см}.$$

§ 7. Проектирование зеркальных антенн

Основными элементами зеркальной антенны являются отражатель и облучатель. Форма отражателя определяется согласно тем требованиям, которые предъявляются к антенне. Чаще всего используются отражатели в виде параболоида вращения, реже — параболические цилиндры и сферические поверхности.

Для создания диаграмм направленности специальной формы (косекансных диаграмм направленности) используют зеркала более сложной конфигурации. Методика расчета зеркальных антенн последнего типа существенно отличается от методов расчета параболических и сферических зеркал.

Отражатели в виде параболоидов вращения позволяют получить более узкие диаграммы направленности с меньшими боковыми лепестками, чем зеркала типа параболический цилиндр и сфера. Это объясняется тем, что в раскрыве последних принципиально не может быть создан синфазный волновой фронт. Так в раскрыве сферического зеркала возникает квадратичная фазовая ошибка. Подобное обстоятельство осложняет вычисление интеграла, описывающего диаграмму направленности антенны. С точки зрения технологии изготовления предпочтение следует отдавать отражателям, выполненным в виде параболического цилиндра или сферы.

В качестве облучателя зеркала, как правило, используются рупор секториальный или пирамидальный, полуволновой вибратор, щелевой излучатель. В некоторых антеннах специального назначения в фокусе зеркала устанавливаются спиральные облучатели.

Обратимся к расчету зеркальной антенны с отражателем в виде параболоида вращения. Если в фокусе бесконечно большого пара-

болического зеркала поместить точечный источник, посылающий на отражающую поверхность сферическую волну, то такая антенна будет излучать на основании законов геометрической оптики идеально плоскую волну. В этом случае диаграмма направленности представляла бы игольчатый луч.

Реальные антенны имеют конечные размеры, а облучатели не могут считаться точечными, поэтому из-за явления дифракции и разности хода лучей диаграмма направленности антенны имеет многолепестковую структуру, т. е. наряду с основным лепестком наблюдаются задний и боковые лепестки.

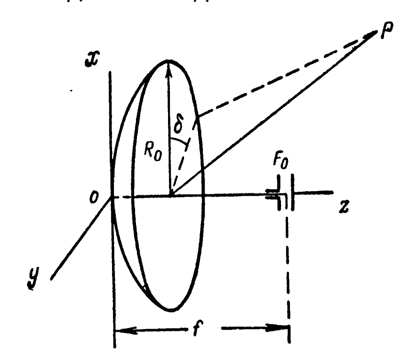


Рис. 45. Зеркальная антенна с дипольным облучателем

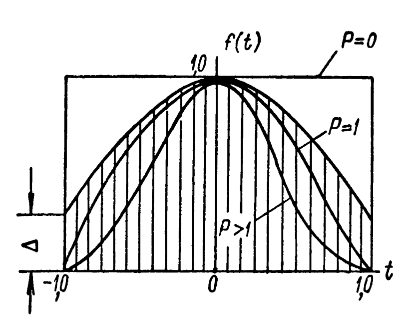


Рис. 46. Распределения амплитуды поля в раскрыве антенны

Конечной целью расчета антенны является определение коэффициента усиления и диаграммы направленности. Для этого необходимо решить интеграл (70), выражающий поле излучения в зависимости от угловых координат. Точное решение этой электродинамической задачи, т. е. получение общих решений уравнений Максвелла, весьма затруднительно. Приближенное решение можно получить двумя путями.

В первом случае сначала вычисляют токи и заряды, наведенные полем излучателя на отражателе, а затем по известному закону распределения тока по поверхности зеркала находят поле излучения непосредственным решением уравнений Максвелла. При удалении облучателя от зеркала на $(5 \div 10)\ \lambda$ взаимным влиянием их с точки зрения изменения диаграммы направленности и $Z_{вх}$ можно пренебречь.

Второй путь основан на применении законов геометрической оптики, на базе которых определяется закон распределения амплитуд и фаз поля в раскрыве антенны.

Далее, применяя метод волновой оптики и используя формулы Кирхгофа (гл. I, § 5), вычисляют по известному распределению фаз и амплитуд в раскрыве поле излучения системы. Явление дифракции на краях зеркала и векторный характер поля при этом не учы-

тываются. Расчет диаграмм направленности параболической антенны, когда облучатель выбран в виде диполя с рефлектором (рис. 45), удобнее производить по формуле, выведенной А. М. Моделем:

$$F(\theta)=1{,}48\,\frac{aJ_1(a)\,J_0(b)-bJ_0(a)\,J_1(b)}{a^2-b^2}+\frac{0{,}52J_1(b)}{b}+$$

$$+0{,}5\cos 2\delta\,\frac{bJ_2(1{,}5a)\,J_1(b)-1{,}5aJ_2(b)\,J_1(1{,}5a)}{(1{,}5a)^2-b^2}, \qquad (147)$$

где

$$a=3{,}5\,\frac{R_0}{p};\; p=2f;\; b=R_0k\sin\theta;$$

δ — угол, образованный осью z и проекцией направления излучения на плоскость раскрыва (в плоскости zox $\delta=0$, в плоскости zoy $\delta=\frac{\pi}{2}$);

R_0 — радиус раскрыва антенны;

f — фокусное расстояние;

$k=\frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число;

$J_0(a)$, $J_1(a)$, $J_2(a)$ — функции Бесселя соответствующего порядка от аргумента a.

Формула (147) справедлива в пределах небольших углов излучения и для зеркал малой кривизны, когда $\frac{R_0}{2f}\ll 1$.

Диаграммы направленности зеркальных антенн с облучателями в виде рупоров и щелей вычисляются через известные законы распределения амплитуд и фаз поля в раскрыве по формулам (76)—(77).

В каждом конкретном случае распределения поля при вычислении диаграмм излучения целесообразно пользоваться особыми приемами. Рассмотрим некоторые из них.

1. Волновой фронт — однородный и синфазный. Расчет диаграмм направленности проводится, как показано в § 5, по формулам (80).

2. Волновой фронт синфазный, но неоднородный. Если распределение поля в круглом раскрыве (рис. 46) с достаточной точностью апроксимируется функцией $(1-t^2)^p$, диаграмма направленности раскрыва по полю может быть рассчитана по формуле

$$F(\theta)=2\pi R_0^2\int\limits_0^1(1+t^2)^p J_0(ut)\,t\,dt,$$

или после интегрирования

$$F(\theta)=\frac{\pi R_0^2}{p+1}\lambda_{p+1}(u), \qquad (148)$$

где $u=kR_0\sin\theta$;

$\lambda_{p+1}(u)$ — ламбда-функция $(p+1)$ порядка.

Так как $\frac{\pi R_0^2}{p+1}$ —величина постоянная, то окончательно выражение диаграммы направленности зеркальной антенны в вертикальной и горизонтальной плоскостях примет вид

$$F(\theta) = \lambda_{p+1}(u), \tag{149}$$

где аргумент ламбда-функции равен

$$u = \frac{2\pi R_0}{\lambda} \sin\theta.$$

Обычно в таблицах значения функции $\lambda_{p+1}(u)$ показываются для аргументов $u \leqslant 10$, поэтому для расчета боковых лепестков диаграммы может быть использована формула, дающая достаточное приближение

$$F(\theta) = \frac{2J_1(kR_0 \sin\theta)}{kR_0 \sin\theta}. \tag{150}$$

Основные показатели антенны и ее диаграммы направленности могут быть определены с помощью табл. 4 при известном параметре апроксимации распределения амплитуд поля в раскрыве p.

Диаграмма направленности неоднородного прямоугольного волнового фронта при апроксимации распределения поля

$$f(t) = [1-t^2]^{p-\frac{1}{2}}, \quad t = \frac{2x}{a}$$

рассчитывается по формуле

$$F(\theta) = \frac{\Gamma(p+1)}{\left(\frac{ka}{4}\cos\theta\right)^p} J_p\left(\frac{ka}{2}\cos\theta\right), \tag{151}$$

где $\Gamma(p+1)$—гамма-функция $(p+1)$ порядка (см. приложение 6).

Апроксимация вида $(1-t^2)^p$ применима в тех случаях, когда интенсивность облучения на краях зеркала равна нулю.

Часто приходится иметь дело с таким распределением поля, при котором интенсивность облучения на краях зеркала отлична от нуля ($\Delta \neq 0$). В этом случае удобна апроксимация

$$f(x) = 1 - (1-\Delta)\left(\frac{2x}{a}\right)^2,$$

при которой выражение для диаграммы направленности принимает вид

$$F_x(\theta) = \cos^2\frac{\theta}{2} \int\limits_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} dy \int\limits_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left[1-(1-\Delta)\left(\frac{2x}{a}\right)^2\right] e^{ik\sin\theta} dx,$$

где Δ — величина спада поля на краю апертуры.

Таблица 4

Основные характеристики волнового фронта диаграмм направленности

Конфигурация раскрыва	$f(x)$	Графическое изображение закона	$\theta_{0,5P_m}$	θ_0	Уровень первого бокового лепестка, *дб*	к. н. д.	Формула диаграммы направленности
Прямоугольная	Const	$f(x)$; $-\frac{a}{2}$, 0, $\frac{a}{2}$, x	$0,88\frac{\lambda}{a}$	$\frac{2\lambda}{a}$	—13,2	$D_0=\frac{4\pi S}{\lambda^2}$	$\frac{\sin u}{u}$; $u=\frac{ka}{2}\cos\theta$
	$\left[1-4(1-\Delta)\frac{x^2}{a^2}\right]$ а) $\Delta=0,8$	$f(x)$; Δ; $-\frac{a}{2}$, 0, $\frac{a}{2}$, x	$0,92\frac{\lambda}{a}$	$2,12\frac{\lambda}{a}$	—15,8	$0,99D_0$	$\frac{\sin u}{u}+(1+\Delta)\frac{\partial^2}{\partial u^2}\left(\frac{\sin u}{u}\right)$
	б) $\Delta=0,5$		$0,97\frac{\lambda}{a}$	$2,28\frac{\lambda}{a}$	—17,1	$0,97D_0$	
	в) $\Delta=0$		$1,15\frac{\lambda}{a}$	$2,86\frac{\lambda}{a}$	—20,6	$0,83D_0$	
	$\cos\frac{\pi x}{a}$	$f(x)$; $-\frac{a}{2}$, 0, $\frac{a}{2}$, x	$1,2\frac{\lambda}{a}$	$3\frac{\lambda}{a}$	—23	$0,81D_0$	$\frac{\cos u}{u^2-\left(\frac{\pi}{2}\right)^2}$
	$\cos^2\frac{\pi x}{a}$		$1,45\frac{\lambda}{a}$	$4\frac{\lambda}{a}$	—32	$0,667D_0$	$\frac{\sin u}{u(u^2-\pi^2)}$
	$\cos^3\frac{\pi x}{a}$		$1,66\frac{\lambda}{a}$	$5\frac{\lambda}{a}$	—40	$0,575D_0$	$\frac{\cos u}{\left[u^2-\frac{\pi^2}{4}\right]\left[u^2-\frac{9}{4}\pi^2\right]}$

Продолжение

Конфигурация раскрыва	$f(x)$	Графическое изображение закона	$\theta_{0,5P_m}$ θ_0	Уровень первого бокового лепестка, *дб*	к. н. д.	Формула диаграммы направленности
Круглая	Const	$f(x)$; $-\frac{D}{2}$, 0, $\frac{D}{2}$, x	$1,04\frac{\lambda}{D}$ $2\arcsin\gamma$ $\gamma=1,22\frac{\lambda}{D}$	—17,6	$D_0=\frac{4\pi S}{\lambda^2}$	$\frac{J_1(u)}{u}=\lambda_1(u)$
	$1-\left(\frac{2\rho}{D}\right)^2$		$1,26\frac{\lambda}{D}$ $\gamma=1,63\frac{\lambda}{D}$	—24,6	$0,75D_0$	$\frac{J_2(u)}{u^2}=\lambda_2(u)$
	$\left[1-\left(\frac{2\rho}{D}\right)^2\right]^2$	$f(x)$; $-\frac{D}{2}$, 0, $\frac{D}{2}$, x	$1,47\frac{\lambda}{D}$ $\gamma=2,03\frac{\lambda}{D}$	—30,6	$0,56D_0$	$\frac{J_3(u)}{u^3}=\lambda_3(u)$
	$\left[1-\left(\frac{2\rho}{D}\right)^2\right]^3$		$1,65\frac{\lambda}{D}$ $\gamma=2,42\frac{\lambda}{D}$	—	$0,44D_0$	$\frac{J_4(u)}{u^4}=\lambda_4(u)$
	$\left[1-\left(\frac{2\rho}{D}\right)^2\right]^4$		$1,81\frac{\lambda}{D}$ $\gamma=2,79\frac{\lambda}{D}$	—	$0,36D_0$	$\frac{J_5(u)}{u^5}=\lambda_5(u)$

После интегрирования получаем

$$F_x(\theta) = b\cos^2\frac{\theta}{2}\left\{\left[a\Delta + \frac{8(1-\Delta)}{m\psi}\right]\frac{\sin\psi}{\psi} - \frac{4(1-\Delta)\cos\psi}{m\psi}\right\},$$

где $m = k\sin\theta$;

$$\psi = \frac{ma}{2} = \frac{ka}{2}\sin\theta.$$

Величина спада Δ может быть определена по табл. 4 основных характеристик диаграмм направленности волнового фронта.

3. Волновой фронт прямоугольный неоднородный и несинфазный. Применяется апроксимация

$$f(x) = \frac{2}{a}B(\alpha,\ p)\frac{\Gamma(p+1)\left[1+\left(\frac{2x}{a}\right)^2\right]^{p-\frac{1}{2}}}{\Gamma\left(p+\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}\sqrt{1+\left(\alpha\frac{2x}{a}\right)^2}$$

для амплитудного распределения и $\Phi(x) = -\operatorname{arc\,tg}\left(\alpha\frac{2x}{a}\right)$ для фазового распределения. При этом диаграмма направленности определяется формулой

$$F(\theta) = B(\alpha,\ p)\left[\frac{\Gamma(p+1)J_p(\psi)}{\left(\frac{\psi}{2}\right)^p} + \frac{\alpha\psi}{2p+1}\frac{\Gamma(p-1)J_p(\psi)}{\left(\frac{\psi}{2}\right)^p}\right],$$

где $B(\alpha,\ p) = \dfrac{1}{\left|\lambda_p(\psi) + \dfrac{\alpha\psi}{2p+1}\lambda_{p+1}(\psi)\right|_{max}}$ — нормирующий множитель;

$$\psi = \frac{ka}{2}\cos\theta.$$

В рассматриваемом случае часто оказывается целесообразным производить расчет методом численного интегрирования, так как при этом мы освобождаемся от трудностей, связанных с подбором апроксимирующих функций $f(x)$ и $\Phi(x)$.

Как было показано в § 5, функция $\Phi(x)$ в общем виде представляет собой сумму членов, характеризующих линейную, квадратичную, кубическую и ошибки высшего порядка.

Известно также, что линейная и кубическая фазовые ошибки приводят к повороту оси диаграммы направленности антенны на некоторый угол θ_0, определяемый соответственно по формулам

$$\theta_{01} = \arcsin\frac{2\varphi_1}{ka} \text{ и } \theta_{03} = \arcsin\frac{1{,}2\varphi_3}{ka},$$

где a — ширина раскрыва антенны;
k — волновое число,

Отсюда видно, что угол поворота при кубической ошибке φ меньше угла поворота при линейном изменении фазы φ_1 примерно в 1,7 раза, $\theta_1^0 = 1{,}66\ \theta_3^0$.

Квадратичная и кубическая фазовые ошибки вызывают искажение диаграммы, а следовательно, и снижение к. н. д. антенны. С количественной стороны влияние этих фазовых ошибок на коэффициент направленного действия при однородном волновом фронте показано рис. 47. На графике D_φ обозначает к. н. д. при несинфазном волновом фронте, D_0 — к. н. д. в случае синфазного фронта.

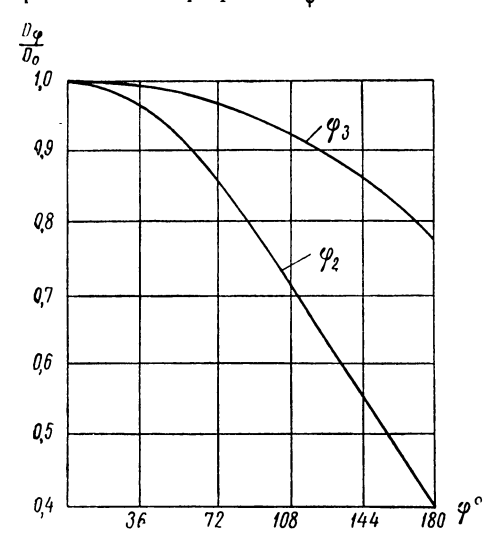


Рис. 47. Зависимость относительного к. н. д. от величины фазовой ошибки на краю раскрыва зеркала

Характер распределения поля в раскрыве антенны определяется диаграммой направленности облучателя, фокусным расстоянием и размерами зеркала (рис. 48).

Обычно в техническом задании на проектирование параболической антенны указывается ширина диаграммы направленности $\theta_{0,5}^0$. Тогда, задавшись апроксимирующим параметром p из табл. 4, по $\theta_{0,5}^0$ выбираем раскрыв зеркала D.

Фокусное расстояние f для зеркала с неподвижным облучателем лежит в пределах

$$f = 0{,}3 \div 0{,}5D, \qquad (152)$$

где D — наибольший из размеров апертуры.

Более точный расчет фокусного расстояния антенны можно получить используя формулу (154) и график (рис. 49).

Если диаграмма направленности облучателя в пределах главного лепестка апроксимируется функцией $f(\psi) = \cos^n\psi$, то коэффициент использования поверхности зеркала μ определится из выражения

$$\mu = \mathrm{ctg}^2 \frac{\psi_0}{2}\left[\int_0^{\psi_0} \sqrt{f(\psi)}\, \mathrm{tg}\frac{\psi}{2}\, d\psi\right]^2. \qquad (153)$$

По этой формуле определяется наибольшее μ, соответствующее ее оптимальному углу раскрыва ψ_0. Тогда фокусное расстояние будет равно

$$f = \frac{D}{2}\,\mathrm{ctg}\frac{\psi_0}{2}. \qquad (154)$$

Коэффициент направленного действия антенны определяется как произведение к. н. д. при полном использовании раскрыва (случай синфазного и однородного волнового фронта) на μ

$$D = \frac{4\pi S}{\lambda^2}\mu, \qquad (155)$$

где S — площадь раскрыва антенны.

Вторым основным элементом зеркальной антенны является облучатель, помещаемый в фокусе зеркала. К облучателям предъявляется ряд требований:

1) облучатель должен излучать энергию лишь в сторону зеркала, так как излучение в обратном направлении искажает диаграмму направленности антенны;

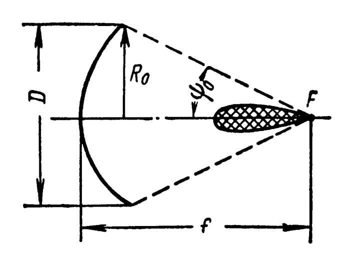


Рис. 48. Основные размеры зеркальной антенны

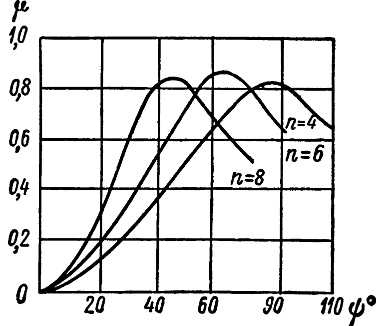


Рис. 49. Кривые зависимости к. н. д. от угла раскрыва зеркала

2) облучатель не должен экранировать раскрыв зеркала, в противном случае это приведет к снижению к. н. д.;

3) диаграмма направленности облучателя должна обеспечивать образование в апертуре синфазного и однородного волнового фронта.

Реальные облучатели полнее удовлетворяют первому требованию, второе условие выполняется за счет выноса облучателя в сторону. Последнее из перечисленных требований реализуется весьма трудно и поэтому чаще всего приходится иметь дело с неоднородным распределением поля.

Выше было отмечено, что в качестве облучателей используются рупорные, щелевые и вибраторные облучатели. Первые два типа представляют собой рупорную и щелевую антенны.

Рассмотрим расчет облучателя типа полуволновой вибратор с дисковым контррефлектором, который в диапазоне дециметровых волн является наиболее удобным в конструктивном отношении. Диаметр контррефлектора, как показывает практика, рекомендуется определять исходя из соотношения

$$D = 0{,}815\lambda.$$

Расстояние между вибратором и контррефлектором составляет

$$d=0{,}25\lambda.$$

Диаграмма направленности горизонтального полуволнового вибратора в горизонтальной и вертикальной плоскостях вычисляется соответственно по формулам

$$\left.\begin{aligned} F_{\text{г}}(\theta) &= \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\, 2\cos\left[\frac{\pi}{2}(1-\cos\theta)\right]; \\ F_{\text{в}}(\theta) &= 2\cos\left[\frac{\pi}{2}(1-\cos\theta)\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (156)$$

Эти формулы выведены на основе теории зеркального изображения с заменой контррефлектора пассивным вибратором, расположенным от активного на расстоянии $\frac{\lambda}{2}$ и несущим ток, сдвинутый по фазе на 180° относительно тока в активном вибраторе.

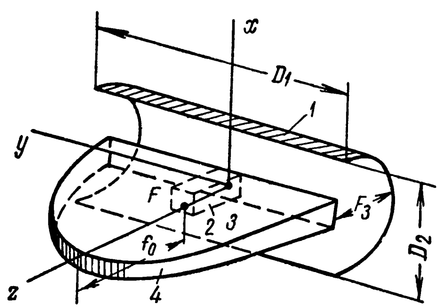


Рис. 50. Антенна типа «параболический цилиндр»

Для согласования облучателя с питающим фидером необходимо знать входное сопротивление первого $Z_{\text{вх}}$. Это сопротивление равно сумме двух сопротивлений: собственного сопротивления активного вибратора $Z_{\text{А}} = 73{,}1 + i\ 42{,}5$ *ом* и наведенного пассивным вибратором $Z_{\text{А}R} = 13 + i\ 30$ *ом*, тогда

$$Z_{\text{вх}} = Z_{\text{А}} + Z_{\text{А}R} = 86{,}1 + i\,72{,}5.$$

Для уменьшения реактивной составляющей сопротивления вибратор укорачивают. Часто по условиям работы требуется, чтобы ширина луча антенны в вертикальной плоскости была значительно больше ширины в горизонтальной плоскости. Применение таких диаграмм направленности вызывается соображениями увеличения зоны обзора в вертикальной плоскости и повышения надежности обнаружения объектов на качке. Так, например, нестабилизированные антенны корабельных радиолокационных станций имеют диаграммы направленности, ширина которых в вертикальной плоскости в 5—10 раз больше ширины в горизонтальной плоскости.

Формирование подобных диаграмм направленности удобно производить с помощью параболического цилиндра *1* (рис. 50). Для создания в раскрыве зеркала синфазного волнового фронта используется линейный облучатель, располагающийся вдоль фокальной

линии. В качестве облучателя могут применяться щелевые антенны, система линейных вибраторов, секториальный рупор, сегмент параболоида и другие.

Сегментный параболический облучатель состоит из металлической полосы *4*, выгнутой по параболе, в фокусе которой располагается источник энергии — открытый конец волновода *2*. Распространение электромагнитных волн в вертикальной плоскости ограничивается двумя металлическими пластинами *3*.

Порядок расчета антенны типа «параболический цилиндр».

1. По заданным ширинам диаграммы направленности определяем размеры зеркала D_1 и D_2.

2. Из соотношений $f_з = 0{,}35\ D_2$ и $f_0 = 0{,}35\ D_1$ находим длину фокусного расстояния зеркала и облучателя ($f_з$ и f_0).

3. По формуле $y^2 = 4f_0z$ определяем профиль параболической пластины *4*, при этом размер раскрыва облучателя в горизонтальной плоскости должен быть не больше размера D_1.

4. По размеру D_2 и принятому закону облучения зеркала определяем раскрыв облучателя в вертикальной плоскости.

Управление диаграммой направленности в такой системе может осуществляться в горизонтальной плоскости путем перемещения конца волновода вдоль оси игреков, а в вертикальной — за счет перемещения облучателя в направлении оси иксов.

Профиль и положение диаграммы направленности при смещении облучателя в плоскости zox можно рассчитать по формулам А. М. Моделя (157).

Если облучатель смещен вдоль оси z на величину $\frac{b}{f} \leqslant 0{,}5$, а по оси x на $a \leqslant 0{,}1\ f$, то

$$F(\theta) = \pi \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(kcf)\left[\Omega_{-n_1}(kfA) + \Omega_{-n_2}(kfA)\right]; \qquad (157)$$

$$n_1 = B\frac{D_2}{2\lambda} + \frac{m}{2} + 0{,}4;$$

$$n_2 = B\frac{D_2}{2\lambda} + \frac{m}{2} - 0{,}4,$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$;

$\Omega_n^{(x)}$ — функция Ангера n-го порядка, определяемая через функции Вебера $E(x)$ [19] следующим соотношением:

$$\sin \nu\pi \Omega_\nu(x) = \cos(\nu\pi) E_\nu(x) - E_{-\nu}(x),$$

где f — фокусное расстояние зеркала;

$$A=\frac{b}{f}\left\{\frac{3\delta^2}{4+5\delta^2+\delta^4}-\frac{\delta}{2}\left(\frac{b}{f}\right)^2\left[\frac{\left(1-\frac{\delta^2}{4}\right)^2}{\left(1+\frac{\delta^2}{4}\right)^5}-\frac{(1-\delta^2)^2}{(1+\delta^2)^5}\right]\right\};$$

$$B=\frac{b}{f}\left\{\frac{2}{1+\delta^2}-\left(\frac{b}{f}\right)^2\frac{(1-\delta^2)^2}{(1+\delta^2)^5}\right\}-2\cos\theta;$$

$$C=\frac{a}{f}\frac{2\delta^2}{1+\delta^2};\quad \delta=\frac{D^2}{4f},$$

где θ — угол, образованный направлением луча и осью z.

На сверхвысоких частотах находят применение антенны со сферическим зеркалом. Интерес к сферическому зеркалу объясняется тем, что, благодаря своей симметричности, оно позволяет при перемещении облучателя по дуге концентрической окружности качать луч в пределах широкого угла без существенных изменений диаграммы направленности.

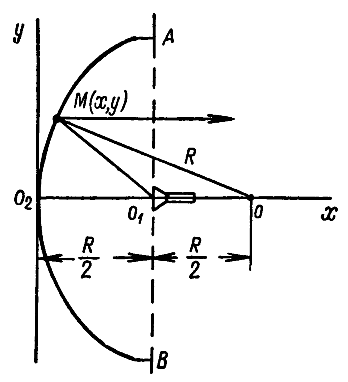


Рис. 51. Сферическая зеркальная антенна

Расчет сферических зеркальных антенн производится в таком же порядке, однако при этом учитываются специфические особенности, связанные с появлением в раскрыве квадратичных фазовых ошибок. В такой антенне с облучателем в точке O_1 (рис. 51) поле отраженной от зеркала волны в районе точки O_2 имеет одинаковые фазы, но на периферийных участках отражателя поле значительно отличается от фазы поля в точке O_1.

Величина фазовой ошибки в функции координаты x определяется по формуле

$$\Phi(x)\approx\frac{2\pi}{\lambda}\frac{x^2}{R}. \tag{158}$$

Если обозначить координаты точек раскрыва AB через y_S, то для тех пределов, где сферическую поверхность можно принимать за параболическую $y_S^2\approx 2Rx$, выражение (158) перепишется так:

$$\Phi(x)\approx\frac{2\pi}{\lambda}\frac{y_S^4}{4R^2R}=\frac{\pi}{2\lambda}\frac{y_S^4}{R^3}. \tag{159}$$

Зададимся допустимой фазовой ошибкой, на краях раскрыва равной $\frac{\pi}{2}$. Тогда граничное значение $y_{S_{max}}$ области раскрыва, в которой волновой фронт можно считать синфазным, вычислится

$$y_{S_{max}} \approx \sqrt[4]{\lambda R^3}. \qquad (160)$$

Расчет показывает, что в пределах $\pm$ 0,5 $y_{S_{max}}$ фазовая ошибка не превышает 5°, а в области, ограниченной значениями $\pm 0{,}75\, y_{S_{max}}$, она меньше 30°.

Для получения узких диаграмм направленности диаметр зеркала следует брать равным $D = (20 \div 60)\ \lambda$.

Применительно к сферическому зеркалу основные размеры антенны составят: $y_{S_{max}} = (10 \div 30)\ \lambda$; $R = (20 \div 100)\ \lambda$; $f = (10 \div 45)\ \lambda$.

В антеннах со сканирующим лучом раскрыв зеркала D должен быть больше величины $y_{S_{max}}$. Площадь зеркала у такой антенны освещается не полностью, а поэтому ее коэффициент использования поверхности ниже, чем у антенн с неподвижным облучателем.

Вычисление диаграмм направленности антенн со сферическими рефлекторами целесообразно производить методами полиномов Эрмита, «стационарной фазы» и численного интегрирования изложенными в § 5.

Применение симметричных отражателей типа параболоида вращения или сферического связано с существенным недостатком, заключающимся в том, что излучатель должен размещаться на оптической оси отражателя, в центре его раскрыва. При таком размещении облучатель и питающий его волновод препятствуют свободному прохождению сконцентрированной энергии. Экранировка выходного отверстия антенны облучателем эквивалентна действию «полосы», излучающей энергию в противофазе с основным лучом. Диаграмма направленности такой полосы очень широкая и плоская. Поскольку поле излучения полосы находится в противофазе с основным лучом, то оно будет ослаблять главный и второй максимумы диаграммы и усиливать первый боковой лепесток. Относительное увеличение уровня бокового лепестка может быть вычислено по формуле

$$\frac{E_э}{E_{max}} = \frac{F_{max} S}{\int\limits_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} F(y)\, dy}, \qquad (161)$$

где E_{max} — интенсивность поля в направлении максимума диаграммы направленности;
$E_э$ — интенсивность поля, отраженного от облучателя;
$F(y)$ — функция распределения поля в раскрыве;
S — ширина раскрыва рупора;
D — ширина отверстия зеркала.

С учетом выражений $F(y) = F_{max} \cos^2 \psi = \frac{F_{max}}{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}$ и $\operatorname{tg} \psi = \frac{y}{f}$ формула (161) приводится к виду

$$\frac{E_э}{E_{max}} = \frac{S}{\int\limits_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \frac{dy}{1 + \left(\frac{y}{f}\right)^2}} = \frac{S}{\frac{1}{f} \operatorname{arc\,tg} y \Big|_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}}}. \qquad (162)$$

Как показывают вычисления, **боковой лепесток за счет экранировки** возрастает на 1,5—2%.

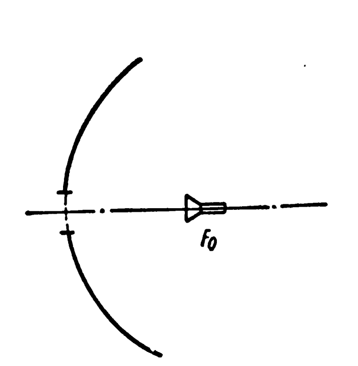


Рис. 52. Антенна с центральным отверстием

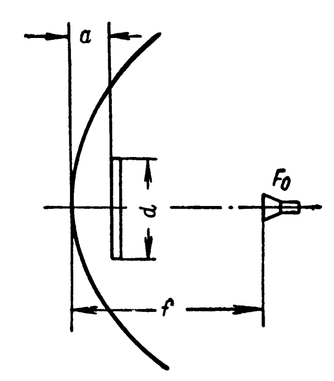


Рис. 53. Антенна с дополнительным зеркалом

Энергия, попадающая в рупор после отражения от рефлектора, приводит к нарушению работы магнетрона. Коэффициент отражения Г определяется по формуле $\Gamma = \frac{\lambda D_0}{4\pi f}$, где D_0 — к. н. д. облучателя.

В целях устранения вредного взаимодействия между облучателем и зеркалом прибегают к специальным мерам, предусматривающим:

1) Применение отражателей с отверстием в его центральной части (рис. 52), площадь которого должна быть не меньше эффективной поверхности облучателя A_0

$$S_{отв} \geqslant \frac{\lambda^2 D_0}{4\pi};$$

2) Компенсацию отраженной волны путем применения вспомогательного зеркала, создающего у облучателя поле, сдвинутое по фазе на 180° относительно поля основного зеркала (рис. 53).

Эффект компенсации определяется диаметром вспомогательного зеркала d и расстоянием между зеркалами a. Максимальная компенсация поля имеет место при значениях

$$d \approx 1{,}1\sqrt{f\lambda};$$

$$a \approx (2n+1)\frac{\lambda}{4} - 0{,}21\lambda.$$

Для подстройки системы на оптимальный режим следует обеспечить возможность изменения размера a.

3) Вынос облучателя из центра раскрыва отражателя путем применения несимметричных зеркал, представляющих собой часть симметричного параболоида вращения и соответствующим образом ориентированного облучателя (рис. 54). Этот способ уменьшения реакции облучателя на зеркало является, пожалуй, самым эффективным и удобным, поэтому остановимся на нем подробнее.

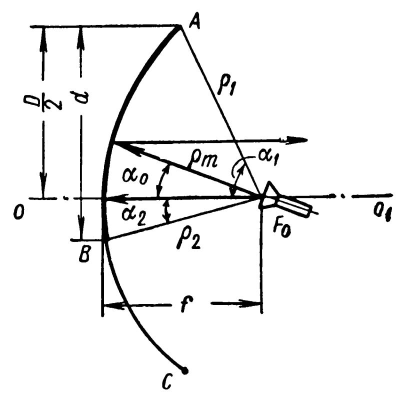


Рис. 54. Антенна с облучателем, вынесенным из центра зеркала

Нижняя часть симметричного параболоида усекается на 0,9 от полупрофиля OC. Таким образом, рабочей поверхностью зеркала будет участок, ограниченный дугой AB. Для повышения коэффициента использования отражателя облучатель, размещаемый в фокусе зеркала F, разворачивается относительно фокальной оси на угол $_0$. Очень большое отклонение оси облучателя от направления OO_1, приводит к «выплескиванию» энергии на краю отражателя, появлению больших боковых лепестков и уменьшению выигрыша антенны за счет уменьшения действующей ширины апертуры зеркала. Следует выбирать компромиссное решение между малым выплескиванием и приемлемой диаграммой излучения с точки зрения основного лепестка. Оптимальное значение угла облучателя α_0 зеркала может быть определено по формуле [7]:

$$\alpha_0 = \frac{k_1\alpha_2 + k_2\alpha_1}{k_1 + k_2}, \qquad (163)$$

где

$$k_1^2 = \frac{1}{40}\left(db\rho_m^2 - db\rho_1^2 + db\Delta\right);$$

$$k_2^2 = \frac{1}{40}\left(db\rho_m^2 - db\rho_2^2 + db\Delta\right).$$

Пример. Рассчитываем α_0 для зеркала, у которого $\alpha_1 = 44°$, $\alpha_2 = 0°$, $f = 85$ *см* $a = 70$ *см* и величина спада энергии на краю зеркала $\Delta = 10\%$. Определяем расстояния в сантиметрах:

$$\rho_1 \approx \frac{a}{\cos\alpha_1} = \frac{70}{0,72} = 97;$$

$$\rho_2 \approx f = 85;$$

$$\rho_m = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} = \frac{97 + 85}{2} = 91.$$

Определив логарифмы величин в децибелах:

$$db\,\Delta = 10 \lg 10 = 10;$$

$$db\,\rho_m^2 = 10 \lg 91^2 = 39,2;$$

$$db\,\rho_1^2 = 10 \lg 97^2 = 39,6;$$

$$db\,\rho_2^2 = 10 \lg 85^2 = 38,6,$$

а затем коэффициенты

$$k_1^2 = \frac{1}{40}(39,2 - 39,6 + 10) \approx 0,49;$$

$$k_2^2 = \frac{1}{40}(39,2 - 38,6 + 10) \approx 0,51,$$

из выражения (163) получаем

$$\alpha_0 = \frac{\sqrt{0,51}\,44°}{\sqrt{0,49} + \sqrt{0,51}} \approx 22°30'.$$

Для устранения вредных последствий взаимодействия зеркала с облучателем в последнее время стали применяться ферритовые вентили, которые устанавливаются в волноводе между антенной и магнетроном.

Отраженная волна, возникающая в волноводном тракте в результате реакции зеркала на облучатель, отфильтровывается вентилем, чем и обеспечивается более стабильная работа передатчика станции.

При проектировании зеркальных антенн приходится считаться с требованиями уменьшения веса антенного блока и ветровых нагрузок. С этой точки зрения целесообразно применять продувную конструкцию отражателя. Вес и парусность антенны могут быть существенно изменены при условии, что размеры отверстий зеркала будут достаточно большие, но с увеличением площади ячеек увеличивается количество просачивающейся через них энергии. Это в свою очередь приводит к уменьшению коэффициента полезного действия антенного устройства в целом. Считается, что при размере отверстий

$$\Delta \leqslant \frac{\lambda}{8} \div \frac{\lambda}{10}$$

коэффициент передачи через них энергии составляет лишь несколько процентов. Как видно из приведенного неравенства, применять продувные антенны в диапазоне сантиметровых и тем более миллиметровых волн не имеет смысла, так как в этом случае размер отверстий становится настолько малым (порядка нескольких миллиметров), что они в процессе эксплуатации сравнительно легко будут забиваться гарью, снегом и затягиваться ледяной коркой. А так как диэлектрическая проницаемость этих веществ больше ε воздуха, то это приведет к нарушению критического размера Δ в сторону увеличения коэффициента передачи энергии через зеркало.

Продувные отражатели выполняются в виде перфорированных и решетчатых поверхностей. Элементами решетчатой поверхности могут быть металлические пластины и тонкие трубки (рис. 55).

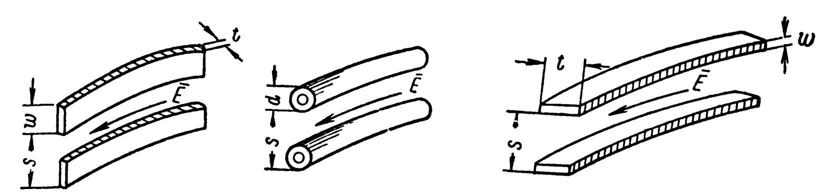


Рис. 55. Элементы зеркала продувной конструкции

При применении решетчатой конструкции пластины или трубки располагаются параллельно вектору напряженности электрического поля, при этом зазор между ними должен быть меньше длины волны.

Каждый промежуток между двумя соседними элементами представляет собой предельный волновод, размер которого меньше критического, и в силу чего электромагнитное поле претерпевает сильное затухание.

Коэффициент передачи решетки по мощности T_0 сравнительно тонких проводов при нормальном падении волны определяется по формуле

$$T_0=\left\{1-\frac{\lambda}{nS\left[H_0^{(2)}\left(\frac{kd}{2}\right)+2\sum_{n=1}^{\infty}H_0^{(2)}(knS)\right]}\right\}^2, \qquad (164)$$

где $H_0^{(2)}(x)$ — функция Ханкеля второго рода нулевого порядка, связанная с функциями Бесселя $J_0(x)$ и Неймана $N_0(x)$ зависимостью вида $H_0^{(2)}(x)=J_0(x)+iN_0(x)$;

S — шаг решетки;

d — толщина трубок.

При определении коэффициента передачи T_0 можно воспользоваться графиками, показанными на рис. 56. На них показана зависимость коэффициента T_0 от относительных размеров элементов решетки для трубчатой конструкции.

При наклонном падении волны коэффициент передачи будет меньше, чем при нормальном падении.

Методика расчета зеркальной антенны. 1. По заданным техническим условиям, длине волны и ширине диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях с помощью табл. 4 определяем горизонтальный и вертикальный размеры раскрыва зеркала D_1, D_2 (параметр p обычно принимают равным 2).

2. Определяем фокусное расстояние f из условия (152), принимая в расчет наибольший из раскрывов, а затем по формуле (154) находим угол раскрыва зеркала ψ_0.

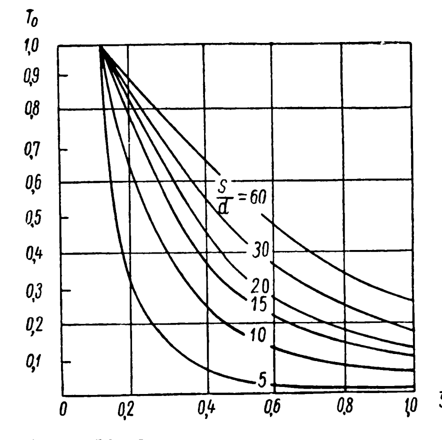


Рис. 56. Зависимость коэффициента передачи решетки от относительных размеров ее элементов

3. Используя формулу распределения $(1-t^2)^p$ при известных p и $t=\frac{\alpha x}{D}$, находим распределение амплитуд поля по раскрыву $f(x)$.

4. Каждой координате раскрыва x при известном фокусном расстоянии соответствует определенное значение угла ψ. Это позволит перейти от закона распределения амплитуд $f(x)$ к диаграмме направленности облучателя $f(\psi)$.

5. Апроксимируем $f(x)$ функцией $\cos^n \psi$.

6. Задавшись величиной n, по графику (рис. 49) определяем оптимальный угол раскрыва ψ_0' и соответствующее ему значение μ.

7. Вычисляем по формуле (155) к. н. д. антенны.

8. Если величина ψ_0' существенно отличается от принятого в пункте 2 угла ψ_0, то следует по формуле (154) найти новое значение фокусного расстояния f'.

9. По найденному значению f' следует перейти от диаграммы направленности облучателя $f(\psi)$ к новому закону распределения поля в раскрыве $f'(x)$.

10. По формулам (87) или (91) при известных $\Phi(x)$ вычисляем диаграмму направленности антенны $F(\theta)$.

Вычисления, показанные в пунктах 1—10, проводятся применительно к горизонтальной и вертикальной плоскостям.

11. По требуемым диаграммам направленности облучателя $f(\psi)=\cos^n\psi$ определяются далее, согласно § 6, 7 или 8, основные размеры облучателя и параметры его линии питания.

Пользуясь вышеизложенной методикой проведем расчет зеркальной антенны с параболическим отражателем

Пример. Рассчитаем антенну, работающую на волне $\lambda = 10$ *см*, при ширине диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях $\theta_г^\circ = 4^\circ$ и $\theta_в^\circ = 10^\circ$.

1. Согласно табл. 4 при $p = 2$ определяем главные размеры зеркала

$$D_1 = 1{,}47 \frac{\lambda}{\theta_г} = 1{,}47 \frac{0{,}1 \cdot 57^\circ{,}3}{4^\circ} \approx 2 \text{ м};$$

$$D_2 = 1{,}47 \frac{\lambda}{\theta_в} = 1{,}47 \frac{0{,}1 \cdot 57^\circ{,}3}{10^\circ} \approx 0{,}8 \text{ м}.$$

2. Фокусное расстояние $f = 0{,}5D = 0{,}5 \cdot 2 = 1$ *м*.
3. Угол раскрыва зеркала в горизонтальной плоскости

$$\frac{\psi_0}{2} = \operatorname{arctg} \frac{D}{2f} = \operatorname{arctg} \frac{2}{2 \cdot 1} = 45^\circ.$$

4. Определяем закон распределения амплитуд поля $f(x)$ по раскрыву D_1, для чего используем формулу

$$f(x) = \left[1 - \left(\frac{2x}{D_1}\right)^2\right]^p = \left[1 - x_1^2\right]^2 .$$

x_1^2, *м*	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$f(x)$	1,0	0,92	0,71	0,41	0,13	0,0

5 Согласно пункту 4 находим распределение поля по углам $f(\psi)$. При этом имеем в виду, что

$$\psi = \operatorname{arc\,tg} \frac{x}{f}.$$

x_1, *м*	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
ψ°	0	11	22	31	39	45
$f(\psi)$	1,0	0,92	0,71	0,41	0,13	0,0

6. Находим показатель n функции $\cos^n \psi$, апроксимирующей диаграмму направленности облучателя,

$$f(\psi) = \cos^n\psi.$$

ψ°	0	11	22	31	39	45
$f(\psi)$	1,0	0,92	0,71	0,41	0,13	0,00
$\cos^n \psi$ $n = 6$	1,0	0,92	0,67	0,39	0,21	0,12
$\cos^n \psi$ $n = 5$	1,0	0,91	0,72	0,45	0,28	0,17

Принимаем $n = 6$. По графику (рис. 49) находим соответственно найденному показателю степени апроксимации $\psi_0 = 60^\circ$ и $\mu = 0{,}82$.

7. Рассчитываем диаграмму направленности антенны в горизонтальной плоскости методом численного интегрирования. Воспользуемся для этого формулой (95)

$$F(\theta) = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} f(x)\, e^{ikx \sin\theta + i\Phi(x)} dx =$$

$$= \frac{D}{6n}(y_0 + 4y_1 + 2y_2 + 4y_3 + \ldots + 4y_{n-1} + y_n).$$

Разобьем интервал интегрирования на 10 частей ($n = 10$). Ввиду симметричности законов распределения поля в раскрыве [в данном случае $\Phi(x) = 0$] вычисление интеграла произведем в пределах $0 \div 0{,}5D$. В формуле (90) $y_i = f(x_i)\cos(kx_i \sin\theta)$.

Порядок вычисления диаграммы направленности показан в таблице, помещенной на стр. 119.

Расчет диаграммы направленности дает

θ°	0,0′	15′	30′	45′	1°	1°15′	1°45′
$F_E(\theta)$	1,0	0,98	0,96	0,94	0,90	0,87	0,75
$F(\theta)$	1,0	0,96	0,92	0,88	0,81	0,76	0,56
θ°	2°	2°30′	5°	5°30′	7°	8°30′	12°
$F_E(\theta)$	0,69	0,53	0,22	0,04	0,20	0,12	0,0
$F(\theta)$	0,48	0,28	0,05	0,0	0,04	0,011	0,0

8. Принимая коэффициент использования зеркала в вертикальной плоскости равным 0,8, рассчитываем к. н. д. антенны

$$D = \frac{4\pi D_1 D_2}{\lambda^2}\mu = \frac{4\pi \cdot 0{,}8 \cdot 2.0}{10^{-2}} 0{,}8 = 1440.$$

9. Из найденного выражения для диаграммы направленности облучателя $f(\psi) = \cos^6\psi$ определяем ее ширину по уровню 0,5 P_{max}, а по ширине вычисляем размеры облучателя. В данном случае

$$\overset{\circ}{\theta}_{\Gamma(0{,}5P_{max})} = 44^\circ.$$

10. По формуле (132) находим горизонтальный размер раскрыва рупорного облучателя

$$a_\Gamma = \frac{1{,}2\lambda}{\overset{\circ}{\theta}_{\Gamma\, 0{,}5P_{max}}} = \frac{1{,}2 \cdot 10 \cdot 57^\circ{,}3}{60^\circ} \approx 12 \text{ см}.$$

Далее производится расчет облучателя по методике, изложенной в § 6—8.

К радиолокационным станциям обнаружения объектов под различными углами места предъявляется требование получения на

x_i / $f(x_i)$	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	Примечание
$f(x_i)$	1,0	0,92	0,71	0,41	0,13	0,0	
$\theta_1 = 0°$	$\sin\theta_1 = 0$		$kx \sin\theta_1 = 0$				
$\cos(kx \sin\theta_1)$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	—
$f(x)\cos(kx \sin\theta_1)$	1,0	0,92	0,71	0,41	0,13	0,0	—
ny_i	1,0	3,68	1,42	1,64	0,26	0,0	— $\Sigma ny_i = 8,0$; $F_E(\theta_1) = 1,0$
$\theta_2 = 0°15'$	$\sin\theta_2 = 4,5\cdot10^{-3}$		$kx \sin\theta_2 = 0,283$ $x = \alpha_2 x$				
$\alpha_2 x$	0,0	3°,3	6°,5	9°,73	13°,0	16°,2	—
$\cos\alpha_2 x$	1,0	0,9992	0,9936	0,985	0,974	0,96	—
$f(x)\cos\alpha_2 x$	1,0	0,92	0,71	0,405	0,127	0,0	—
ny_i	1,0	3,68	1,4	1,62	0,25	0	— $\Sigma ny_i = 7,88$; $F_E(\theta_2) = 0,98$
$\theta_3 = 30'$	$\sin\theta_3 = 8,7\cdot10^{-3}$		$kx \sin\theta_3 = 0,55$ $x = \alpha_3 x$				
$\alpha_3 x$	0,0	6°,3	12°,6	19°,0	25°,2	31°,6	—
$\cos(\alpha_3 x)$	1,0	0,994	0,976	0,945	0,906	0,852	—
$f(x)\cos\alpha_3 x$	1,0	0,915	0,69	0,386	0,118	0,0	—
ny_i	1,0	3,6	1,38	1,54	0,23	0	— $\Sigma ny_i = 7,7$; $F_E(\theta_3) = 0,96$
x_i	0,0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	Примечание
$f(x_i)$	1,0	0,92	0,71	0,41	0,13	0,0	
$\theta_4 = 45'$	$\sin\theta_4 = 1,3\cdot10^{-2}$		$\alpha_4 x = 0,82x$				
$\alpha_4 x$	0°	9,4°	19°,0	28°,0	37°,5	47°,0	—
$\cos\alpha_4 x$	1,0	0,986	0,945	0,883	0,793	0,682	—
$f(x)\cos\alpha_4 x$	1,0	0,9	0,66	0,36	0,104	0,0	—
ny_i	1,0	3,6	1,32	1,44	0.208	0.0	— $\Sigma ny_i = 7,56$; $F_E(\theta_4) = 0,94$
$ny_i\,(\theta_5 = 1°)$	1,0	3,56	1,28	1,28	0,16	0,0	$\Sigma ny_i = 7,28$; $F_E(\theta_5) = 0,90$
$ny_i\,(\theta_6 = 1°15')$	1,0	3,52	1,20	1,10	0,12	0,0	$\Sigma ny_i = 6,94$; $F_E(\theta_6) = 0,87$
$ny_i\,(\theta_7 = 1°45')$	1,0	3,4	1,0	0,61	—0,024	0,0	$\Sigma ny_i = 6,0$; $F_E(\theta_7) = 0,75$
$ny_i\,(\theta_8 = 2°30')$	1,0	3,08	0,64	—0,16	—0,16	0,0	$\Sigma ny_i = 4,4$; $F_E(\theta_8) = 0,53$

входе приемного устройства постоянного сигнала. Этому достаточно полно отвечают антенны с косекансной диаграммой направленности.

Рассмотрим основные вопросы, касающиеся расчета зеркальной антенны с косекансной диаграммой направленности. Необходимо прежде всего отметить, что для определения курсового угла на объект используют в горизонтальной плоскости симметричную диаграмму направленности, которая может быть сформирована плоским или параболическим профилем.

В первом случае зеркало такой антенны должно выполняться в виде цилиндрической поверхности, во втором поверхность зеркала образуется перемещением вертикального косекансного профиля по параболе. Цилиндрическое зеркало проще в изготовлении, чем зеркало второго типа. Однако в качестве его облучателя должен быть линейный источник, тогда как облучателем параболического зеркала может служить источник сферических волн в виде рупора, полуволнового вибратора или щелевого излучателя.

В основу расчета косекансного профиля зеркала положено интегральное уравнение

$$\ln\frac{\rho}{\rho_0}=\int\limits_0^{\gamma_i}\operatorname{tg}\frac{\theta(\gamma)-\gamma}{2}\,d\gamma, \qquad (165)$$

где ρ_0 — расстояние от фокуса F до зеркала по направлению максимума диаграммы направленности облучателя (рис. 57, *а*);

ρ — расстояние от облучателя до зеркала по другим направлениям;

γ — угол между осью зеркала и прямой, проведенной из фокуса к некоторой точке профиля AOB;

θ — угол между отраженным лучом от зеркала и осью зеркала, величина этого угла зависит от γ.

Решение уравнения (165) возможно, если функция задана конкретно. Для диаграммы направленности $F(\theta)=\operatorname{cosec}^2\theta$ угол θ определяется из выражения

$$\operatorname{ctg}\theta=\operatorname{ctg}\theta_1+\sigma\int\limits_{\gamma_1}^{\gamma_i}f(\gamma)\,d\gamma_1, \qquad (166)$$

где

$$\sigma=\frac{\operatorname{ctg}\theta_2-\operatorname{ctg}\theta_1}{\int\limits_{\gamma_1}^{\gamma_2}f(\gamma)\,d\gamma}; \qquad (166а)$$

γ_1 и γ_2 — углы между осью зеркала и прямыми, проведенными из фокуса к крайним точкам профиля;

θ_1 и θ_2 — углы, в пределах которых диаграмма направленности должна иметь вид $F(\theta)=\operatorname{cosec}^2\theta$;

$f(\gamma)$ — диаграмма направленности облучателя.

Необходимо иметь в виду, что (как показывают расчеты) диаграмма направленности, близкая к виду $\operatorname{cosec}^2 \theta$, получается в ограниченном секторе ($\theta_1 = 10°$, $\theta_2 = 70°$).

Реальная диаграмма направленности тем ближе к теоретической, чем больше размеры зеркала. Удовлетворительное совпадение теоретических и опытных данных имеет место при размерах раскрыва порядка 20λ.

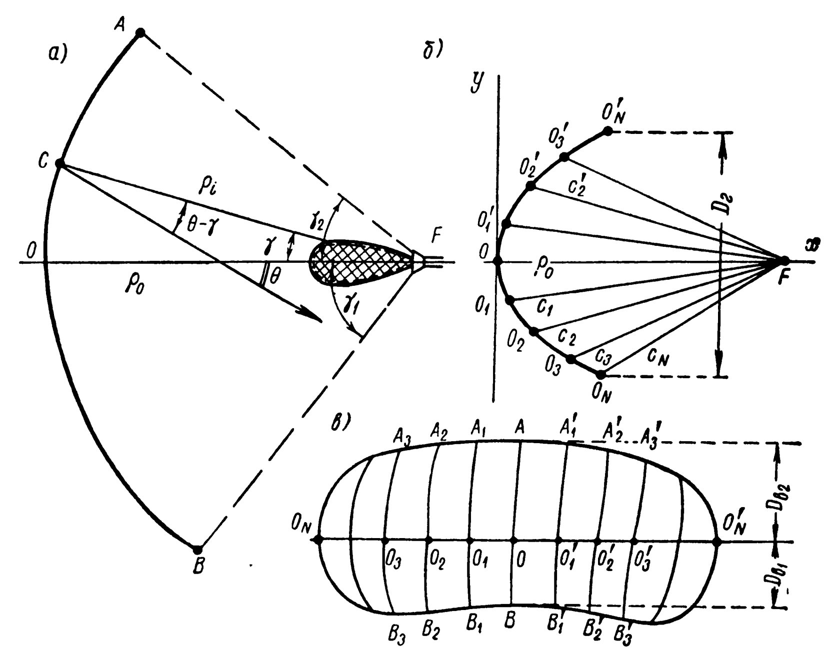


Рис. 57. Зеркальная антенна с косекансной диаграммой направленности: *а* — вертикальный профиль, *б* — горизонтальный профиль; *в* — вид зеркала с «освещенной» стороны

Ввиду сложности подынтегральной функции интеграл (165) целесообразно определять методом численного интегрирования.

Координаты точек поверхности косекансного зеркала с параболическим горизонтальным профилем (рис. 57, *в*) вычисляются последовательно для нескольких вертикальных сечений A_1, O_1, B_1; A_2, O_2, B_2 и т. д.

Каждый из названных сечений определяется вышеописанным методом с той лишь разницей, что вместо радиуса ρ_0 соответственно берутся расстояния C_1, C_2, C_3, . . . и т. д. (рис. 57, *б*), а в качестве функции $f(\gamma)$ принимаются диаграммы направленности облучателя в плоскостях, проходящих через точки $A_1O_1B_1F$; $A_2O_2B_2F$; $A_3O_3B_3F$ и т. д.

Если диаграмма направленности облучателя в горизонтальной плоскости достаточно широкая, что часто имеет место на практике, то для всех вертикальных сечений может приниматься в первом приближении диаграмма $f(\gamma)$.

Рассмотрим методику расчета антенны с косекансной диаграммой направленности на примере.

Пример. Дано: горизонтальный размер зеркала $D_г = 3$ *м*, вертикальный $D_в = 2$ *м*, диаграмма направленности облучателя $f(\gamma) = \cos^2\gamma$. Требуется рассчитать профиль зеркала для формирования диаграммы направленности $F(\theta) = \operatorname{cosec}^2\theta$ в пределах $\theta_2 = 70°$, $\theta_1 = 10°$.

Порядок расчета.

1. Определяем фокусное расстояние ρ_0

$$\rho_0 \approx 0{,}35 D_г = 0{,}35 \cdot 3 \text{ м} \approx 1 \text{ м}.$$

2. Находим уравнение горизонтального профиля зеркала

$$y^2 = 4\rho_0 x = 4x.$$

3. По уравнению параболы рассчитываем абсциссы точек O_1; O_2; ... O_i ... O_N — x_1; x_2; ... x_i, ..., x_N. Для этого задаемся рядом значений ординат y_1, y_2, ..., y_i, ..., y_N. Например, для $y_1 = 0{,}1\ D_г = 0{,}3$ *м* и $y_2 = 0{,}2\ D_г = 0{,}6$ *м* имеем

$$x_1 = \frac{y_1^2}{4} = \frac{0{,}3^2}{4} \approx 0{,}0225 \text{ м} = 2{,}25 \text{ см};$$

$$x_2 = \frac{y_2^2}{4} = \frac{0{,}6^2}{4} \approx 0{,}09 \text{ м} = 9 \text{ см}.$$

4. Определяем расстояния C_1; C_2; ... C_i; ... C_N по формуле

$$C_i = \sqrt{y_i^2 + (\rho_0 - x_i)^2};$$

$$C_1 = \sqrt{y_1^2 + (\rho_0 - x_1)^2} = \sqrt{0{,}3^2 + (1 - 0{,}022)^2} = 1{,}04 \text{ м}.$$

5. По заданным размерам $D_{в_1} = 1$ *м* и $D_{в_2} = 1$ *м* (рис. 57, *а*, *в*) и фокусному расстоянию ρ_0 определяем углы γ_1 и γ_2

$$\gamma_1 \approx 2 \arcsin \frac{D_{в1}}{2\rho_0} = 2 \arcsin(-0{,}5) = -60°;$$

$$\gamma_2 \approx 2 \arcsin \frac{D_{в2}}{2\rho_0} = 2 \arcsin 0{,}5 = 60°.$$

6. По формулам (166) рассчитываем величину угла θ при различных γ

$$\sigma = \frac{\operatorname{ctg}\theta_2 - \operatorname{ctg}\theta_1}{\int\limits_{\gamma_1}^{\gamma_2} f(\gamma)\,d\gamma} = \frac{\operatorname{ctg} 70° - \operatorname{ctg} 10°}{\int\limits_{-60°}^{60°} \cos^2\gamma\,d\gamma} = \frac{\operatorname{ctg} 70° - \operatorname{ctg} 10°}{\frac{\gamma}{2}\Big|_{-60°}^{60°} + \frac{1}{4}\sin 2\gamma\,\Big|_{-60°}^{60°}} = 3{,}85;$$

$$\operatorname{ctg}\theta = \operatorname{ctg}\theta_1 + \sigma\int\limits_{\gamma_1}^{\gamma_i}\cos^2\gamma d\gamma = \operatorname{ctg} 70^\circ + 3{,}85\int\limits_{-60^\circ}^{\gamma_i}\cos^2\gamma d\gamma;$$

$$\operatorname{ctg}\theta = 0{,}36 + 3{,}85\int\limits_{-60^\circ}^{\gamma_i}\cos^2\gamma d\gamma =$$

$$= 0{,}36 + 3{,}85\left[\frac{\gamma}{2}\Big|_{60^\circ}^{\gamma_i} + \frac{1}{4}\sin 2\gamma\Big|_{-60^\circ}^{\gamma_i}\right],$$

если $\gamma_i' = 15^\circ$; $\theta' = 13{,}5^\circ$; $\gamma_i'' = -15^\circ$; $\theta'' = 23{,}7^\circ$.

7. По формуле (165) методом численного интегрирования рассчитываем расстояния ρ_i по различным направлениям γ_i, определяющие косекансный профиль зеркала в вертикальной плоскости. Для этого интервал $[0, \gamma_i]$ интегрирования разбиваем на n частей. В интервале $[\gamma_i = 0^\circ \div 30^\circ]$ n можно принимать равным 5 в больших пределах $n = 10$.

Интеграл, стоящий в правой части выражения (165), вычисляем по формуле

$$\int\limits_0^{\gamma_i}\operatorname{tg}\frac{\theta(\gamma)-\gamma}{2}d\gamma = \frac{\gamma_i}{6n}(\eta + 4\eta_1 + 2\eta_2 + 4\eta_3 + \ldots + 4\eta_{n-1} + \eta_n),$$

где

$\eta_0, \eta_1, \ldots, \eta_n$ — значения подынтегральной функции в точках разбиения интеграла интегрирования $[0; \gamma_i]$;

n — число отрезков разбиения.

Результаты расчета расстояния ρ_i в метрах приводятся ниже:

γ_i	60	45	30	15	0	—15	—30	—45	—60
ρ_i	0,91	0,92	0,94	0,96	1,00	1,07	1,15	1,30	1,50

8. Как показано в п. 5—7, рассчитываем профиль $A_1O_1B_1$. Вместо ρ_0 принимаем вычисленный в п. 4 отрезок C_1. Диаграмму направленности облучателя в плоскости $FA_1\ O_1B_1$ апроксимируем функцией $\cos^2\gamma$. Затем таким же образом рассчитываем профили

$A_2O_2B_2F$, $A_3O_3B_3F$ и т. д.

§ 8. Расчет линзовых антенн

В диапазоне сантиметровых волн нашли применение линзы, подобные оптическим. Линзовая антенна конструктивно представляет собой рупор, в раскрыве которого устанавливается линза, которая преобразовывает сферический волновой фронт в плоский. С помощью линз удается формировать узкие диаграммы направленности. Линзовые антенны обеспечивают развертывание луча в широком секторе без существенного уменьшения коэффициента направленного действия.

В настоящее время известны различные типы линзовых антенн, из которых наиболее широкое применение получили диэлектриче-

ские, металлопластинчатые и линзы из искусственного диэлектрика. Диэлектрические линзы имеют одно существенное преимущество. Их коэффициент преломления $n = \sqrt{\varepsilon}$ практически постоянен в пределах всего диапазона сверхвысоких частот. Недостатком диэлектрических линз является большой вес и значительные потери энергии.

Для уменьшения веса прибегают к секционированию линзы, однако эта мера приводит к уменьшению диапазонности. Диэлектрические линзы могут быть использованы для коррекции фазы в рупорных излучателях небольших размеров.

Более широкое признание в области радиосвязи нашли металлопластинчатые линзы. Промежутки между пластинами образуют среду, фазовая скорость волны в которой больше скорости волны в свободном пространстве, а коэффициент преломления меньше единицы

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}. \qquad (167)$$

Такие линзы часто называются ускоряющими. Как видно из (167), металлопластинчатые линзы узкодиапазонны, т. е. их преломляющие свойства в значительной мере зависят от длины волны. Секционирование металлопластинчатых линз позволяет одновременно повысить диапазонность и уменьшить вес антенны. Ускоряющие линзы целесообразно применять для формирования острых диаграмм направленности в сравнительно узком диапазоне частот.

Металлодиэлектрические линзы или линзы из искусственного диэлектрика не имеют недостатков первых двух типов линзовых антенн. Они отличаются малым весом и потерями, а их коэффициент преломления вне области резонанса остается практически постоянным. Все это позволяет широко применять линзы из искусственного диэлектрика в высокочастотных устройствах радиолокационных станций.

В качестве облучателя линзовых антенн могут применяться слабонаправленные излучающие устройства: рупор, открытый конец волновода, полуволновой вибратор с рефлектором. Любая линза представляет собой прозрачное тело, обладающее коэффициентом преломления, не равным единице. Так как коэффициент преломления $n = \frac{c}{v}$, а фазовые скорости волн в диэлектрике и пространстве между металлическими поверхностями соответственно равны

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} \quad \text{и} \quad v = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}},$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ *м/сек* — скорость распространения радиоволн в свободном пространстве, то величина коэффициента преломления в

диэлектрических линзах меньше единицы, а в металлопластинчатых больше единицы.

При проектировании линзовых антенн используются два закона геометрической оптики: закон равенства длин оптических путей вдоль лучей между двумя фронтами волн и закон преломления лучей на границе раздела двух сред.

В зависимости от числа преломляющих поверхностей линзы различаются на одноповерхностные и двухповерхностные. У линз первого типа одна из поверхностей совпадает с эквифазными поверхностями волны; лучи, перпендикулярные к этой поверхности, про-

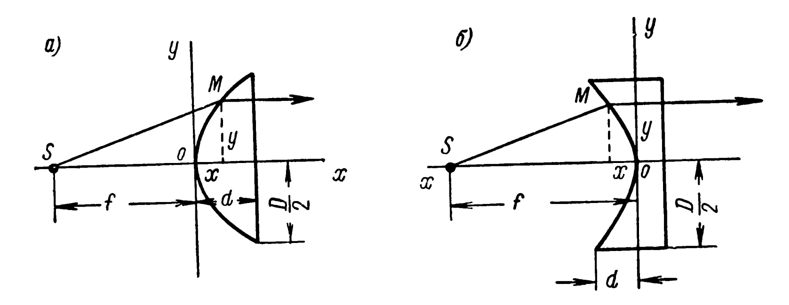


Рис. 58. Основные размеры линзовых антенн: *а* — плоско-выпуклая; *б* — плоско-вогнутая

ходят через нее без преломления. Как правило, такие линзы имеют плоско-выпуклую или плоско-вогнутую форму (рис. 58, *а* и *б*).

У двухповерхностных линз лучи преломляются на обеих поверхностях, и ни одна из поверхностей не совпадает с поверхностью равных фаз. С точки зрения управления диаграммой направленности большими возможностями обладают двухповерхностные линзы, так как здесь коррекцию фазового фронта можно осуществлять путем выбора соответствующего профиля второй поверхности.

Двухповерхностные линзы часто именуются апланатическими. Профили одноповерхностных линз определяются простыми уравнениями (168) и (169), полученными из условия равенства оптических путей от облучателя до произвольной точки раскрыва линзы:

$$x^2(n^2-1)+2fx(n-1)-y^2=0 \quad \text{для} \quad n>1; \qquad (168)$$

$$x^2(1-n^2)-2fx(1-n)+y^2=0 \quad \text{для} \quad n<1. \qquad (169)$$

Выражения (168) и (169) являются уравнениями гиперболы и эллипса.

Толщина линзы вычисляется по формулам, выведенным из уравнений профиля, соответственно для замедляющей и ускоряющей

линз

$$d(n>1)=-\frac{f}{n+1}+\sqrt{\left(\frac{f}{n+1}\right)^2+\frac{D^2}{4(n^2-1)}};$$
$$d(n<1)=\frac{f}{n+1}-\sqrt{\left(\frac{f}{1+n}\right)^2-\frac{D^2}{4(1-n^2)}}, \qquad (170)$$

где d — толщина линзы;

f — фокусное расстояние;

n — коэффициент преломления;

D — размер раскрыва линзы.

Для определения требуемых электрических параметров линзовых антенн необходимо прежде всего знать распределение амплитуд и фаз поля в раскрыве. При нахождении облучателя в фокусе линзы в ее раскрыве получаем синфазный волновой фронт, а поэтому для расчета характеристик излучения необходимо знать лишь амплитудное распределение. Если источник вынесен из фокуса, то синфазность нарушается.

Для антенны радиолокационных станций сантиметрового диапазона желательно формировать диаграмму направленности узкую в горизонтальной плоскости и широкую в вертикальной, поэтому линзы должны иметь прямоугольный или овальный раскрыв. Ниже рассматриваются вопросы расчета применительно к этому случаю.

Диэлектрические линзы. В целях повышения коэффициента полезного действия диэлектрические линзы следует изготовлять из диэлектрических материалов с малым тангенсом угла потерь ($\mathrm{tg}\delta$).

Электрические параметры диэлектриков, применяемых в настоящее время для производства линз, приведены в табл. 5.

Таблица 5

Электрические параметры некоторых диэлектриков

Диэлектрик	$\mathrm{tg}\delta$ на $f = 3000$ *Мгц*	n на $f = 3000$ *Мгц*	E пробивное, *кв/мм*	Удельный вес, *г/см*^{3}
Полистирол	0,0001— —0,0003	1,63	20—28	1,05—1,07
Полидихлорстирол	0,0003	1,61	14,8	1,38—1,4
Полиэтилен	0,0003	1,5	18,4—28,0	0,92
Полиизобутилен	0,0005	1,6	16—30	0,95
Слюда (мусковит)	0,0003	2,34—2,64	40	2,6
Слюда (флагепит)	0,0001	1,92—2,2	30	2,4

Диэлектрические линзы обычно изготовляют из полистирола, так как он обладает высокими электрическими показателями, негигроскопичен и легко обрабатывается. Однако его теплостойкость (75—80° С по Мартенсу) и сопротивление изгибу (380 *кг/см*^{2}) невысоки.

Порядок расчета диэлектрической антенны.

1. Исходя из условий эксплуатации, заданных веса и габаритов и соображений стоимости, выбирается диэлектрический материал.

2. По формуле (168) рассчитывается профиль линзы.

3. Из условий получения указанной в задании на проектирование ширины диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях вычисляются размеры раскрыва линзы: $D_г$ — ширина и $D_в$ — высота линзы по формулам

$$\left.\begin{aligned} D_г &= \frac{65^\circ\lambda}{\theta^\circ_{г\,0,5P_{max}}}, \\ D_в &= \frac{51^\circ\lambda}{\theta^\circ_{в(0,5P_{max})}}. \end{aligned}\right\} \quad (171)$$

затем выбирается фокусное расстояние из условия $f \leqslant 1,6\,D$ (обычно берут $f = D$).

4. Определяется толщина линзы по формуле (170).

5. Если утолщение становится чрезмерным, применяют зонирование, состоящее в том, что линзу разбивают на зоны с электрическими длинами путей, отличающимися скачком на целое число волн. При этом закон распределения фаз поля не меняется.

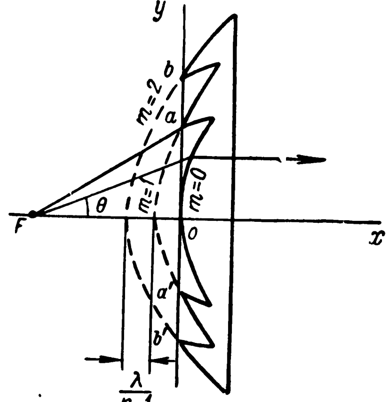


Рис. 59. Зонированная диэлектрическая линза

Уравнение профиля зонированной диэлектрической линзы имеет вид

$$\left(x + \frac{m\lambda}{n-1}\right)^2 (n^2-1) +$$
$$+ 2\left(f + \frac{m\lambda}{n-1}\right)\left(x + \frac{m\lambda}{n-1}\right)(n-1) - y^2 = 0, \quad (172)$$

где $m = 0,\ 1,\ 2,\ 3$.

При $m = 0$ получаем уравнение гладкой линзы, а при $m = 1,\ 2,\ 3$ — уравнения семейства гипербол, смещенных относительно друг друга по оси ox на отрезок $\frac{\lambda}{n-1}$ в сторону облучателя F (рис. 59).

Для вычерчивания профиля зонированной линзы достаточно продолжить из точек $a'abb'$ лучи F_a, F_b и т. д. до пересечения с очередной гиперболой.

6. Определяется закон распределения амплитуд поля в раскрыве линзы по формуле, представляющей произведение трех сомножителей:

$$f(\theta) = f_1(\theta) f_2(\theta) f_3(\theta), \qquad (173)$$

где $f_1(\theta)$ — диаграмма направленности облучателя;

$f_2(\theta) = \sqrt{\frac{(n\cos\theta - 1)^2}{(n-1)(n-\cos\theta)}}$ — множитель, учитывающий рефракцию лучей в теле линзы;

$f_3(\theta) = \sqrt{\left(\frac{4n}{(n^2-1)^2}\right)\left(\frac{n}{\cos\theta} - 1\right)\left(n - \frac{1}{\cos\theta}\right)}$ — множитель, учитывающий изменение амплитуды поля за счет различной проходимости электромагнитных волн через толщу диэлектрика [2].

Для часто встречающегося на практике коэффициента преломления, равного 1,6, множитель $f_3(\theta)$ имеет следующие величины:

$\theta°$	0	5	10	15	20
$f_3(\theta)$	0,968	0,97	0,98	0,988	1,0

Часто приходится рассчитывать не $f(\theta)$, а диаграмму направленности облучателя по закону распределения амплитуд поля, определенному заданным уровнем боковых лепестков и шириной диаграммы направленности.

При известной функции $f(\theta)$ диаграмма направленности облучателя вычисляется по формуле

$$f_1(\theta) = \frac{f(\theta)}{f_2(\theta) f_3(\theta)}. \qquad (174)$$

7. После расчета параметров линзы по функции $f_1(\theta)$ рассчитываются размеры рупорного облучателя, как показано в § 6.

8. По найденному закону распределения амплитуд $f(\theta)$ рассчитывается диаграмма направленности линзовой антенны.

Амплитудное распределение $f(\theta)$ в раскрыве линзы с рупорным облучателем хорошо апроксимируется выражением

$$f(x) = c_1 + c_2 \cos\frac{2\pi x}{D}, \qquad (175)$$

где c_1 — коэффициент, величина которого выбирается равной величине спада амплитуды поля на краю раскрыва (для получения диаграммы с малым уровнем боковых лепестков $c_1 = 0,10$);

$$c_2 = 1 - c_1.$$

Выражение для диаграммы направленности в горизонтальной плоскости, сформированной синфазным, неоднородным волновым фронтом типа (175), имеет вид

$$F(\varphi) = c_1 \frac{\sin\psi}{\psi} + c_2 \left[\frac{\sin(\psi + 90°)}{\psi + 90°} + \frac{\sin(\psi - 90°)}{\psi - 90°}\right], \qquad (176)$$

где $\psi = \frac{kD_1}{2} \sin\varphi$;

φ — угол, отсчитываемый от нормали к раскрыву в горизонтальной плоскости.

9. В вертикальной плоскости раскрыва линзы волновой фронт однородный и синфазный, а поэтому диаграмма направленности рассчитывается по формуле

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{kD_2}{2}\sin\theta\right)}{\frac{kD_2}{2}\sin\theta}, \qquad (177)$$

где θ — угол, отсчитываемый от нормали к раскрыву в вертикальной плоскости.

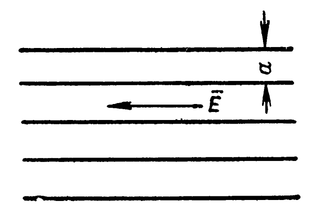


Рис. 60. Схема расположения элементов металлопластинчатой линзы

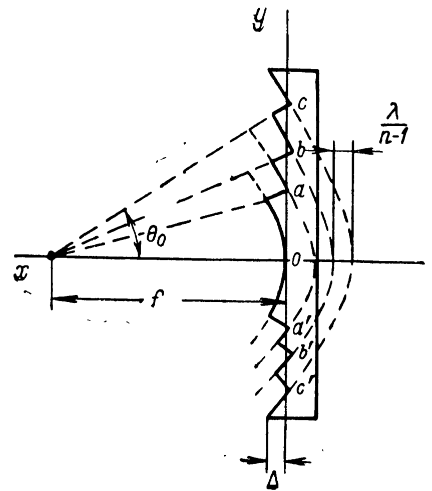


Рис. 61. Зонированная металлопластинчатая линза

Металлопластинчатые линзы. Важным этапом в расчете металлических линз является определение величины коэффициента преломления n. Выражение (167) показывает, что коэффициент преломления зависит от соотношения длины волн λ и $\lambda_{кр}$. Так как для волны типа H_{10} $\lambda_{кр} = 2a$, где a — расстояние между пластинами (рис. 60), то коэффициент преломления линзы может меняться от нуля $\left(\text{при } a = \frac{\lambda}{2}\right)$ до 0,865 (при $a = \lambda$). Строго говоря, можно получить n и больше 0,865, но при этом $a > \lambda$, что делать нельзя во избежание появления высших типов волн.

Величина коэффициента преломления, как это следует из (169), (170), определяет профиль и толщину линзы. Чем меньше n, тем

менее вогнутым получается профиль линзы и тем, следовательно, меньше размеры и вес пластин. С этой точки зрения полезно уменьшать коэффициент преломления, однако снижение величины n приводит к увеличению коэффициента отражения от освещаемой и теневой поверхностей линзы. Последнее обстоятельство вызывает необходимость применения вентильных систем для уменьшения рассогласования питающей линии с облучателем.

Кроме того, в области малых значений n фазовая скорость сильно зависит от λ, что приводит к уменьшению полосы пропускания антенны и повышению необходимой точности изготовления пластин. Учитывая вышеизложенные обстоятельства, n обычно берут порядка 0,5—0,6, что соответствует $a \approx 0{,}6\lambda$.

Для уменьшения веса и улучшения диапазонных свойств металлической линзы целесообразно применять зонирование. Исключая участки, равные целому числу волн, и сокращая пути, на которых v зависит от частоты, удается уменьшить нарастание фазовых ошибок в раскрыве при изменении длины волны. Профиль зонированной металлической линзы определяется таким же путем, как и для диэлектрической линзы (рис. 61).

Уравнение профиля зонированной металлопластинчатой линзы имеет вид

$$\left(x+\frac{m\lambda}{1-n}\right)^2(1-n^2)-2\left(f+\frac{m\lambda}{1-n}\right)\left(x+\frac{m\lambda}{1-n}\right)(1-n)+y^2=0. \quad (178)$$

Полная ширина рабочей полосы пропускания в процентах к основной частоте равна:

а) для незонированной линзы

$$N=\frac{\varphi_{max}}{\pi}\,\frac{n_0}{1-n_0^2}\,\frac{\lambda_0}{d}\,100\%; \quad (179)$$

б) для зонированной линзы

$$N=31{,}8\,\frac{\varphi_{max}}{\left[\frac{(1-n_0^2)\Delta}{n_0\lambda_0}+M-1\right]}\,\%, \quad (180)$$

где N — полная ширина полосы пропускания;
φ_{max} — максимально допустимое значение фазовой ошибки;
λ — рабочая длина волны;
d — толщина линзы,

$$d=\frac{D_1\operatorname{tg}\frac{\theta^\circ}{2}}{2(1-n_0)};$$

$M=\frac{\lambda_0+(f_{max}-f)(1-n_0)}{\lambda_0}$ —число зон,

$$f_{max}=\sqrt{\frac{D_1^2}{4}+f^2\frac{1-n_0\cos\theta_0}{1-n_0}},$$

$$\Delta=\frac{\lambda_0}{1-n_0}\approx\frac{\lambda_0}{0,5}.$$

Обычно принимают $\varphi_{max}=\frac{\pi}{2}$, $n_0=0,5$, тогда формулы (179) и (180) соответственно перепишутся

$$N\approx 33\frac{\lambda_0}{d}\ \%; \qquad (181)$$

$$N\approx\frac{50\lambda_0}{1,5\Delta+(M-1)\lambda_0}\ \%. \qquad (182)$$

Пример. Линза имеет круглый раскрыв, диаметр которого $D = 150$ *см*. Заданы также: $\lambda_0 = 3$ *см*, $f = 150$ *см*, $n_0 = 0,5$ на основной волне, $\theta = 24°$ и $\varphi_{max} = 90°$.

Решение для гладкой незонированной линзы:

а) толщина линзы

$$d=\frac{D}{2(1-n_0)}\operatorname{tg}\frac{\theta_0}{2}=\frac{150}{2(1-0,5)}\operatorname{tg}12°=32,4\ \text{см};$$

б) полоса пропускания

$$N\%\approx 33\frac{\lambda_0}{d}=\frac{33\cdot 3}{32,4}\approx 3\%.$$

Решение для зонированной линзы:

а) толщина линзы $\Delta=\frac{\lambda_0}{1-n_0}=6$ *см*;

б) определяем

$$f_{max}=\sqrt{\frac{D^2}{4}+f^2}\ \frac{1-n_0\cos\theta_0}{1-n_0}=$$

$$=\frac{150\sqrt{5}}{2}\ \frac{1-0,5\cos 24°}{0,5}=185\ \text{см};$$

в) число зон $M\approx\frac{\lambda_0+(f_{max}-f)(1-n_0)}{\lambda_0}=$

$$=\frac{3+(185-150)(1-0,5)}{3}\approx 7;$$

г) полоса пропускания

$$N\approx\frac{50\lambda_0}{1,5\Delta+(M-1)\lambda_0}=\frac{50\cdot 3}{1,5\cdot 6+(7-1)3}\approx 5,6\%$$

Для расчета диаграмм направленности линзовой антенны необходимо знать распределение амплитуд поля по раскрыву.

Считается, что при установке линзы в выходном отверстии рупора амплитудное распределение определяется волноводными свойствами самого облучателя. Чаще всего в E-плоскости будем иметь однородный, а в H-плоскости неоднородный, изменяющийся по косинусоидальному закону волновой фронт.

Такие соображения справедливы при углах $\theta_0 \leqslant 25 \div 30°$ (что, как правило, имеет место на практике, так как $f \gg D$), когда высшие типы волн в рупоре отсутствуют и искажениями поля в линзе можно пренебречь.

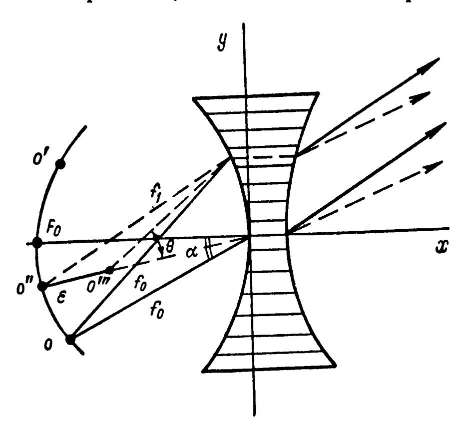


Рис. 62. Линза со смещенным облучателем

Для качания луча в широком угле применяются металлические линзы, у которых освещенная и теневая стороны представляют криволинейные поверхности.

Уравнения профиля линзы, на выходе которой мы должны получить наклоненный к оси линзы плоский волновой фронт, показывают, что при расчете допускается свобода в выборе одного из двух параметров — толщины линзы и коэффициента преломления n. В этом смысле возможны такие варианты линз: с постоянным коэффициентом преломления, с постоянной толщиной линзы и с толщиной, выбранной так, чтобы раскрыв был плоский, когда коэффициент преломления и толщина являются такими функциями координат, которые обеспечивают получение плоской волны на выходе линзы при положении облучателя в трех точках. Две из этих точек находятся на фокальной дуге OO', а третья — вне ее на оси x.

При смещении облучателя с фокальной дуги в радиальном направлении на величину ε в точку O''' (рис. 62) появляются дополнительные фазовые ошибки второго и третьего порядка противоположного знака по сравнению с основной ошибкой, получаемой при смещении источника из фокуса на фокальной дуге. Это обстоятельство позволяет выбрать такую траекторию движения облучателя, при которой дополнительная фазовая ошибка частично компенсирует основную ошибку.

Оптимальные траектории перемещения облучателя для линз, имеющих одинаковый профиль освещенной стороны, но с различными другими параметрами, показаны на рис. 63 жирными линиями.

Основные показатели этих линз представлены в табл. 6.

Таблица 6

Параметры линз с компенсированной фазовой ошибкой

Вид линзы	Толщина линзы, d	Коэффициент преломления, n	Фазовая ошибка		Величина смещения облучателя (εf_0)
			облучатель перемещается по фокальной дуге	при смещении облучателя с фокальной дуги	
С плоской внешней поверхностью	$d=d_0-x$	$n_0\frac{d_0}{\lambda}+\frac{m\lambda}{d}$	$\frac{y^2}{2f_0}(\alpha^2-\theta^2)-\frac{\theta y^3}{4f_0^2}(\alpha^2-\theta^2)$	Пренебрежимо мала	—
Без квадратичной фазовой ошибки	$d=d_0+\frac{y^2\sin^2\alpha}{2f_0(1-\cos\alpha)}$	$\frac{\left[n_0\frac{d_0}{\lambda}+\frac{m\lambda}{d}+\frac{d_0x}{d}\right]x}{x(d-d_0+x)}$	$-\frac{\theta y^3}{4f_0^2}(\alpha^2-\theta^2)$	$-\frac{\theta y^3}{4f_0^2}(\alpha^2-\theta^2)$	Пренебрежимо мала
Постоянной толщины	$d=d_0$	$n_0+\frac{x\cos\alpha+m\lambda}{d_0}$	$\frac{y^2(\alpha^2-\theta^2)}{2f_0}-\frac{\theta y^3(\alpha^2-\theta^2)}{4f_0^2}$	$-\frac{\theta y^3}{4f_0^2}(\alpha^2-\theta^2)$	$\frac{1}{2}(\alpha^2-\theta^2)f_0$
С постоянным коэффициентом преломления	$d=d_0+\frac{m\lambda+x\cos\alpha}{n_0-\cos\alpha}$	n_0	$\frac{y^2}{2f_0}(\alpha^2-\theta^2)-\frac{\theta y^3}{4f_0^2}(\alpha^2-\theta^2)+\frac{\alpha^2-\theta^2}{2(n_0-\cos\alpha)}\times\left[\frac{\cos^2\alpha y^2}{2f_0}-m\lambda\right]$	$-\frac{\theta y^3}{4f_0^2}(\alpha^2-\theta^2)+\frac{(\alpha^2-\theta^2)}{2(n_0-\cos\alpha)}\left[\frac{y^2\cos^2\alpha}{2f}-m\lambda\right]$	$(\alpha^2-\theta^2)f_0$

Расчет металлопластинчатых линз производится в том же порядке, как и при расчете диэлектрических линзовых антенн.

Металлодиэлектрические линзы. Материалом для изготовления металлодиэлектрических линз служит искусственный диэлектрик, который представляет собой систему металлических частиц той или иной конфигурации, изолированных друг от друга диэлектриком и расположенных таким образом, что они образуют пространственную решетку.

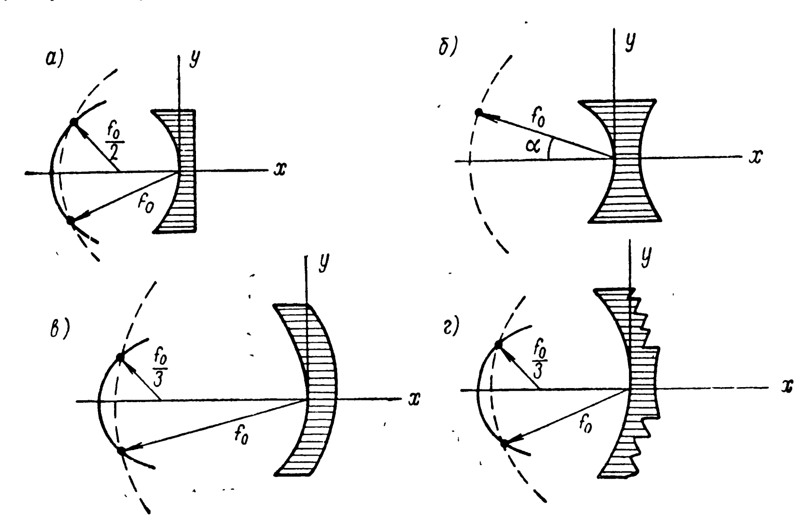


Рис. 63. Линзовые антенны с частично скомпенсированными фазовыми ошибками: *а* — плоско-вогнутая; *б* — двояковогнутая; *в* — линза постоянной толщины; *г* — вогнутая зонированная

Если линейные размеры металлических тел, параллельные вектору $\bar{E}$, малы по сравнению с λ, то заполненное ими пространство обладает свойствами диэлектрика с $\varepsilon^1 > 1$. Очевидно, что такой искусственный диэлектрик (его часто называют металлодиэлектриком) будет иметь коэффициент преломления $n > 1$, так как фазовая скорость распространяющейся волны меньше скорости c.

Уменьшение фазовой скорости объясняется тем, что металлические частицы под воздействием падающей волны возбуждаются и создают вторичные поля. Так как вторичное поле запаздывает по отношению к первичному полю, то и суммарное поле в таком диэлектрике будет опаздывать по фазе по сравнению с полем в свободном пространстве.

Коэффициент преломления металлодиэлектрика зависит от концентрации металлических частиц N в единице объема, формы и размеров частиц. Эксперименты показывают, что коэффициент преломления равен:

а) для шарообразных частиц радиуса R

$$n = \sqrt{1 + 4\pi N R^3};$$

б) для частиц в форме эллипсоида вращения с полуосями a и b

$$n = \sqrt{1 + 4\pi N a b^2};$$

в) для элементов в виде тонких круглых дисков радиуса R при векторе $\bar{E}$, параллельном плоскости диска,

$$n = \sqrt{1 + \frac{16}{3} N R^3};$$

г) для тонких прямоугольных лент шириной b и сравнительно большой длины $a \gg \lambda$

$$n = \sqrt{1 + \frac{\pi b^2}{4} N_S},$$

где N_S — количество лент на единицу площади продольного сечения линзы.

Приведенные формулы являются приближенными, так как они не учитывают взаимного влияния частиц и изменения эквивалентной магнитной проницаемости под влиянием поверхностных токов.

При малом коэффициенте заполнения, что соответствует $\varepsilon = 2{,}0 \div 2{,}5$, взаимное влияние частиц можно не учитывать. Влияние поверхностных токов на μ имеет место лишь у линз, образованных объемными частицами.

С учетом последнего явления коэффициент преломления «шариковой» линзы определяется выражением

$$n = \sqrt{(1 + 4\pi R^3 N)(1 - 2\pi N R^3)}.$$

Металлодиэлектрические линзы достаточно диапазонны, их коэффициент преломления существенно изменяет свою величину лишь вблизи резонанса. При проектировании можно считать, что резонанс у частиц наступает тогда, когда их размер в направлении вектора $\bar{E}$ равен половине длины волны. Из-за потерь в диэлектрике, поддерживающем металлические частицы, коэффициент полезного действия металлодиэлектрических линз существенно уменьшается.

С учетом затухания электромагнитных волн в диэлектрике коэффициент полезного действия линзы вычисляется по формуле

$$\eta = e^{-kn d \operatorname{tg} \delta}, \qquad (183)$$

где d — толщина линзы.

Например, для линзы, имеющей $d = 32{,}4$ *см*, $n = 1{,}5$ и $\operatorname{tg}\delta = 10^{-3}$, на волне $\lambda = 3$ *см* к. п. д. равен

$$\eta = e^{-\frac{2\pi}{\lambda} nd \operatorname{tg}\delta} = e^{-\frac{2\pi}{3} 1{,}5 \cdot 32{,}4 \cdot 10^{-3}} = 0{,}9.$$

Расчет характеристик излучения металлодиэлектрических антенн ведется тем же порядком, что и диэлектрических.

§ 9. Проектирование щелевых антенн

В сантиметровом диапазоне волн в качестве направленных излучателей часто используют щелевые антенны, состоящие из одной или многих щелей, прорезанных в волноводе.

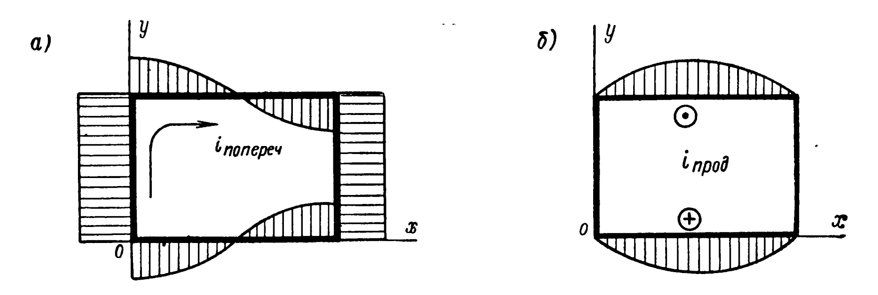


Рис. 64. Эпюры распределения продольного (*б*) и поперечного (*а*) токов в волноводе

Одним из существенных преимуществ таких антенн является то, что они весьма компактны. Вес и габариты щелевых антенн невелики, а поэтому антенны можно успешно использовать в стесненных условиях и там, где они испытывают большие аэро- и гидродинамическое сопротивления.

Элементарным излучателем щелевых антенн является щель, возбуждаемая поверхностными токами, текущими по внутренним стенкам волновода. В прямоугольном волноводе с волной типа H_{10} существует продольный и поперечный токи на широкой стенке и поперечный ток на узкой стенке. Распределение токов показано на рис. 64. Продольный ток имеет максимальное значение в середине широкой стенки волновода, а поперечный в этом месте имеет минимум. На узкой стенке поперечный ток распределен равномерно. Между кромками щели развивается электрическое поле напряженностью E. Интенсивность возбуждения щели, а следовательно, и излучаемая ею мощность зависят от плотности перерезанных ею токов и длины проекции щели на направление нормали к линиям тока.

При проектировании щелевых антенн весьма важным моментом является вопрос о том, где и как располагать щели. Так как в волноводе имеют место продольные и поперечные токи, то щели могут быть как поперечными, так и продольными. Поперечные щели целесообразно нарезать в местах с максимальными плотностями продольных токов, а продольные — в пучностях поперечного тока. При выборе места щелей можно руководствоваться и другим правилом. Щели должны располагаться параллельно магнитным силовым линиям $\overline{H}$ и в местах их наибольшей густоты (рис. 65).

На основании принципа двойственности, предложенного А. А. Пистолькорсом, щель по характеру излучения эквивалентна вибратору.

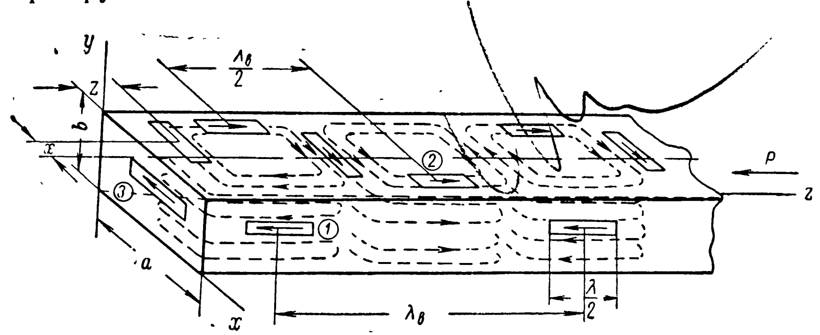


Рис. 65. Схема расположения щелей на прямоугольном волноводе с волной типа H_{10}.

1 —расположение щелей на узкой стенке; *2* — расположение щелей на широкой стенке; *3* — расположение щелей на торцовой стенке

Диаграмма направленности горизонтальной полуволновой щели в плоскости, нормальной к экрану и проходящей через щель, рассчитывается по формуле, описывающей диаграмму направленности полуволнового вибратора

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}, \tag{184}$$

где θ — угол, отсчитываемый от нормали к стенке волновода.

В плоскости, перпендикулярной к оси щели, диаграмма направленности имеет форму круга. Длина щели выбирается несколько меньше $\frac{\lambda}{2}$. Величина щели определяется аналогично величине укорочения эквивалентного металлического вибратора.

Существенной разницей между полями излучения щели и вибратора является то, что при одинаковой ориентировке излучателя поляризация их отличается на 90°. Если у горизонтального металли-

ческого вибратора поляризация волны горизонтальная, то у горизонтальной щели — вертикальная.

Ширина щели определяется из условия электрической прочности. Зазор щели должен обеспечить по пробивному напряжению трехчетырехкратный запас. Величина пробивного напряжения зависит от профиля края щели по глубине и типа диэлектрика, заполняющего прорезь. Для воздушного промежутка в нормальных условиях $E_{пробив} = 30$ *кв/см*. Если края щели закруглены, то запас по напряжению может быть снижен до двукратного.

Максимальное напряжение, возникающее на краях щели, определяется мощностью излучения P_Σ и проводимостью щели. Если допустить, что излучаемая антенной мощность делится поровну между щелями, то U_{max} на щели будет

$$U_{max} = \sqrt{\frac{2P_\Sigma}{Ng_{\Sigma в}}}, \quad (185)$$

где $g_{\Sigma в}$ — проводимость одной щели в волноводе;

N — число щелей в антенне.

Минимально возможная ширина щели d определяется соотношением

$$d = (2 \div 3)\frac{U_{max}}{E_{пробив}}. \quad (186)$$

При выборе размера d всегда следует иметь в виду, что значительное увеличение ширины щели ухудшает условия согласования ее с волноводом и приводит к снижению излучаемой мощности за счет низкого $K_{б.в}$. Однако широкая щель более диапазонна при меньшем $K_{б.в.}$.

Перейдем далее к расчету проводимости щели как величины, определяющей мощность излучения. Вышеупомянутый принцип двойственности позволяет установить связь между током в металлическом вибраторе и напряжением в щели

$$I = \frac{U}{60\pi}. \quad (187)$$

Тогда мощность излучения щели через напряжение выразится так:

$$P_\Sigma = \frac{1}{2}\left(\frac{U}{60\pi}\right)^2 R_\Sigma, \quad (188)$$

где $R_\Sigma = 73{,}1$ *ом* — сопротивление излучения вибратора.

Отсюда внешняя проводимость волноводной щели, обращенной только одной стороной к свободному пространству и излучающей энергию лишь в полусферу, будет равна

$$g_{\Sigma в} = \frac{1}{2}\frac{R_\Sigma}{(60\pi)^2}. \quad (189)$$

Щель, прорезанная в волноводе, нарушает режим бегущих волн внутри волновода и вызывает отражение электромагнитного поля. Полная энергия, падающая на щель, равна сумме отраженной, излученной и проходящей энергии. Проводимость $g_{\Sigma в}$ может быть определена из условия баланса мощностей в сечении щели в волноводе. Величина $g_{\Sigma в}$ в большей мере зависит от координат положения щели на стенке волновода.

Применительно к волноводу прямоугольного сечения с возбужденной в нем волны типа H_{10} проводимость g_Σ равна:

для продольной полуволновой щели, прорезанной в узкой стенке (рис. 65)

$$g_\Sigma = \frac{2{,}09}{W_H}\frac{\lambda_в}{\lambda}\frac{a}{b}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{\lambda_в}\right); \tag{190}$$

для продольной полуволновой щели, прорезанной в широкой стенке и сдвинутой относительно средней линии на величину x_1,

$$g_\Sigma = \frac{2{,}09}{W_H}\frac{\lambda_в}{\lambda}\frac{a}{b}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{\lambda_в}\right)\sin^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right), \tag{191}$$

где W_H — волновое сопротивление волновода;
a, b — размеры сечения волновода;
$\lambda_в$ — длина волны в волноводе;
λ — длина волны в свободном пространстве;
x_1 — расстояние между щелью и средней линией широкой сетки.

При рассмотрении вопросов согласования поперечных щелей с волноводом обычно оперируют величиной последовательно включенного сопротивления r. Для поперечной полуволновой щели, прорезанной в широкой стенке волновода и сдвинутой относительно средней линии на x_1, последовательное сопротивление щели подсчитывается по формуле

$$r = W_H 0{,}523\frac{\lambda_в^2}{ab}\cos^2\left(\frac{\pi\lambda}{4a}\right)\cos^2\frac{\pi x_1}{a}. \tag{192}$$

Условием полного согласования щели с внутренним пространством волновода является равенство нулю коэффициента отражения $p = 0$.

Рассмотрим, при каких условиях выполняется это равенство. Если в бесконечном волноводе прорезана продольная щель, то питающий волновод можно рассматривать как линию, нагруженную на суммарную проводимость $g_\Sigma + g_н$ ($g_н$ — проводимость волновода). Эквивалентная схема волновода с продольной щелью показана на рис. 66, *а*. По отношению к поперечной щели волновод представляет линию, нагруженную на суммарное сопротивление $r + W_н$ (рис. 66, *б*).

Коэффициент отражения при продольной щели будет равен

$$p = \frac{g_{н} - (g_{\Sigma} + g_{н})}{g_{н} + (g_{\Sigma} + g_{н})} = \frac{1 - \left(\frac{g_{\Sigma}}{g_{н}} + 1\right)}{1 + \left(\frac{g_{\Sigma}}{g_{н}} + 1\right)},$$

или

$$\frac{g_{\Sigma}}{g_{н}} + 1 = \frac{1 - p}{1 + p},$$

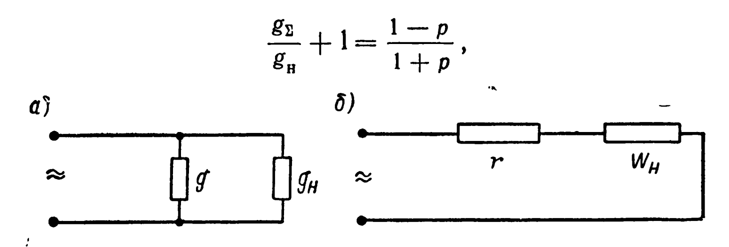


Рис. 66. Эквивалентная схема волновода с продольной (*а*) и поперечной (*б*) щелями

отсюда

$$\frac{g_{\Sigma}}{g_{н}} = -\frac{2}{1 + \frac{1}{p}}; \tag{193}$$

при поперечной щели

$$p = \frac{(W_{н} + r) - W_{н}}{(W_{н} + r) + W_{н}},$$

или

$$\frac{r}{W_{н}} + 1 = \frac{1 + p}{1 - p};$$

отсюда

$$\frac{r}{W_{н}} = -\frac{2}{1 - \frac{1}{p}}. \tag{194}$$

Как видно из формул (193) и (194), согласование щели в бесконечном волноводе невозможно, так как коэффициент отражения становится равным нулю при $g_{\Sigma} = 0$ и $r = 0$.

В полубесконечном волноводе, когда один его конец закорочен, согласование достижимо. Входная проводимость или входное сопротивление участка волновода, расположенного между щелью и замыкающей стенкой, имеет чисто реактивный характер и определяется соответственно как

$$g_{к} = -jg_{н} \operatorname{ctg} \frac{2\pi z}{\lambda_{в}};$$

$$r_{к} = jW_{н} \operatorname{tg} \frac{2\pi z}{\lambda_{в}},$$

тогда равенства (193) и (194) принимают вид

$$\frac{g_\Sigma}{g_н} - j\,\mathrm{ctg}\frac{2\pi z}{\lambda_в} = \frac{1-p}{1+p}; \quad \frac{r}{W_н} + j\,\mathrm{tg}\frac{2\pi z}{\lambda_в} = \frac{1+p}{1-p},$$

где z — расстояние от закороченного конца волновода до средней щели.

Подставив в полученные формулы $p = 0$, получаем:

а) для продольной щели

$\frac{g_\Sigma}{g_н} = 1$ при $\mathrm{ctg}\left[\frac{2\pi z}{\lambda_в}\right] = 0$, а это в свою очередь выполняется тогда,

когда $\frac{2\pi z}{\lambda_в} = (2n+1)\frac{\pi}{2}$ или $z = \frac{(2n+1)\lambda_в}{4}$ $(n = 1, 2, 3, \ldots)$;

б) для поперечной щели

$$\frac{r}{W_н} = 1 \quad \text{при} \quad \mathrm{tg}\frac{2\pi z}{\lambda_в} = 0,$$

что выполняется при $\frac{2\pi z}{\lambda_в} = n\pi$ или $z = n\frac{\lambda_в}{2}$.

Для согласования продольную щель необходимо располагать от закороченного конца волновода на расстоянии, равном нечетному числу четвертей длин волн в волноводе, и сместить с оси x на такую величину, при которой проводимость ее равнялась бы проводимости волновода.

Для согласования поперечной щели ее необходимо нарезать от конца волновода на расстоянии, равном целому числу полуволн в волноводе, и сместить с оси волновода на величину x_1, при этом сопротивление щели становится равным волновому сопротивлению волновода.

Для получения узких диаграмм направленности необходимо использовать ряд щелевых излучателей.

Наиболее выгодной схемой размещения щелей в этом отношении является ряд продольных симметрично смещенных относительно оси волновода щелей на широкой его стенке. Если антенна состоит из N щелей, расположенных на расстоянии $\frac{\lambda_в}{2}$, то для достижения полного согласования в сечении первой от генератора щели проводимость каждой щели должна быть меньше проводимости волновода в N раз, т. е.

$$g_\Sigma = \frac{g_н}{N}.$$

Аналогично этому сопротивление поперечной щели должно быть меньше волнового сопротивления волновода также в N раз

$$r = \frac{W_{н}}{N}.$$

Удовлетворить условиям равенства активных составляющих проводимостей и сопротивлений можно также за счет изменения размера b узкой стенки волновода, если это не приводит к сильному снижению пропускаемой волноводом мощности. В качестве одного из способов согласования щелей антенны с волноводом может быть использовано прорезание щелей под углом к оси волновода. Если α — угол, отсчитываемый в радианах от средней линии широкой стенки волновода и от нормали к средней линии узкой стенки, то соответственно для расчета сопротивления наклонной щели, прорезанной на широкой стенке, и проводимости наклонной щели на узкой стенке можно использовать формулы

$$R = W_{н} 0{,}524 \frac{\lambda\lambda_{в}}{ab}\left[\frac{\pi}{2}\sin\left(\frac{\pi}{2}\cdot\frac{\lambda}{\lambda_{в}}\right) - \frac{4a^2}{\lambda\lambda_{в}}\cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{\lambda_{в}}\right)\right]; \qquad (195)$$

$$g \approx g_{н} 2{,}09 \frac{a}{b}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^4 \frac{\lambda_{в}}{\lambda}\sin^2\alpha. \qquad (196)$$

Приведенные формулы дают достаточно точный результат при $\alpha \leqslant 30°$. Но они не учитывают добавочную проводимость за счет связи с соседними щелями.

Эксперимент показывает [16], что добавочная проводимость щели, прорезанной на узкой стенке, примерно равна обычной проводимости без учета внешних взаимодействий в пределах $\alpha \leqslant 30°$.

Диаграмма направленности щелевой антенны, представляющей горизонтальный ряд синфазных дискретных излучателей — щелей, рассчитывается по формуле

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta} \cdot \frac{\sin\left[\frac{N}{2}(kd_1\sin\theta)\right]}{N\sin\left(\frac{kd_1}{2}\sin\theta\right)}, \qquad (197)$$

где θ — угол, отсчитываемый от нормали к излучающей стенке волновода;

d_1 — расстояние между соседними щелями;

N — число щелей;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ (λ — длина волны в свободном пространстве).

Рассмотрим методику расчета щелевых антенн на примере щелевого облучателя для зеркальной антенны.

Пример. При проектировании обычно задается ширина диаграммы направленности облучателя в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Пусть задано: $\lambda = 3{,}2$ *см*, $\theta_г^\circ = 150°$, $\theta_в^\circ = 35°$ и излучаемая мощность $P_\Sigma = 60$ *квт*.

1. Определяем число щелей для формирования диаграммы направленности в вертикальной плоскости по формуле

$$N \approx \frac{102°}{\theta_в^\circ} = \frac{102°}{35°} \approx 3.$$

Широкая диаграмма направленности в горизонтальной плоскости может быть получена от одной щели.

2. Для уменьшения габаритов щелевой антенны принимаем схему в виде трех продольных щелей, прорезанных на широкой стенке волновода.

3. Общая длина волновода от начала первой щели до закороченного конца волновода определяется из выражения

$$L = 2\frac{\lambda_в}{2} + \frac{\lambda}{2} + (2n+1)\frac{\lambda_в}{4}. \qquad (198)$$

Если у стандартного волновода на $\lambda = 3$ *см* $a = 2{,}3$ *см* (n принимаем равным единице), то общая длина щелевой антенны составит

$$L = 2\frac{4{,}4}{2} + \frac{3{,}2}{2} + 3\frac{4{,}4}{4} = 8{,}6 \text{ см},$$

где

$$\lambda_в = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} = \frac{3{,}2}{\sqrt{1-\left(\frac{3{,}2}{4{,}6}\right)^2}} = 4{,}4 \text{ см}.$$

4. С учетом укорочения принимаем длину щели равной

$$l = k_у\frac{\lambda}{2} = \frac{0{,}94}{2}3{,}2 = 1{,}5 \text{ см}.$$

Величину коэффициента $k_у = 0{,}94$ определяем по данным, приведенным на стр. 25.

5. Определяем волновое сопротивление волновода для волны типа H_{10}

$$W_H = \frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{3{,}2}{4{,}6}\right)^2}} \approx 500 \text{ ом};$$

$$g_H = \frac{1}{W_H} = 2\cdot10^{-3} \text{ мо}.$$

6. Вычислим величину смещения x_1 каждой из трех щелей относительно оси широкой стенки по формуле с учетом условия согласования

$$1 = \frac{2{,}09}{N}\frac{\lambda_в}{\lambda}\frac{a}{b}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{\lambda}{\lambda_в}\right)\sin^2\left(\frac{\pi x_1}{a}\right);$$

$$\sin\frac{\pi x_1}{a} = \sqrt{\frac{N\lambda b}{2{,}09\lambda_в\, a\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\,\frac{\lambda}{\lambda_в}\right)}} =$$

$$= \sqrt{\frac{3\cdot 3{,}2\cdot 0{,}5}{2{,}09\cdot 4{,}4\cdot 2{,}3\cos\left(\frac{\pi}{2}\,\frac{3{,}2}{4{,}4}\right)}} = 0{,}9,$$

отсюда $x_1 = 0{,}8$ *см*.

7. Проводимость одной щели

$$g_\Sigma = \frac{g_н}{N} = \frac{2\cdot 10^{-3}}{3} = 6{,}6\cdot 10^{-4}\ мо.$$

8. Далее рассчитываем минимальную ширину щели, исходя из излучаемой мощности $P_\Sigma = 60$ *квт*. Максимальное напряжение на щели будет равно

$$U_{max} = \sqrt{\frac{P_\Sigma}{Ng_\Sigma}} = \sqrt{\frac{60\cdot 10^3}{3\cdot 6{,}6\cdot 10^{-4}}} \approx 5{,}5\cdot 10^3\ в.$$

9. Минимально допустимая ширина щели равна

$$d \geqslant 2\frac{U_{max}}{E_{пробив}} = 2\,\frac{5{,}5\cdot 10^3}{30\cdot 10^3} \approx 0{,}35\ см;\quad d \geqslant 3{,}5\ мм.$$

10. Уточняем резонансную длину щели. Для соотношения $\frac{d}{\lambda} = \frac{3{,}5}{32} = 0{,}1$ коэффициент укорочения $k_у = 0{,}92$, тогда

$$l = k_у\frac{\lambda}{2} = 0{,}92\,\frac{3{,}2}{2} \approx 14{,}8\ мм.$$

11. Рассчитываем диаграмму направленности щелевой антенны в плоскости ряда синфазных щелей по формуле (197).

В данном случае $N = 3$; $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{3{,}2} = 1{,}95/см$,

расстояние между щелями $d_1 = \frac{\lambda_в}{2} = \frac{4{,}4}{2} = 2{,}2$ *см*

$$F(\theta) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}\,\frac{\sin\,[3\cdot 1{,}5\sin\theta]}{\sin\,(1{,}5\sin\theta)}.$$

Результаты вычисления диаграммы направленности сведем в следующую таблицу.

$\theta°$	$\cos\theta$	$\sin\theta$	$\frac{\pi}{2}\sin\theta$, град.	$\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)$	$\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\sin\theta\right)}{\cos\theta}$	$\alpha = 1{,}5\sin\theta$, град.	3α	$\sin 3\alpha$	$\sin\alpha$	$\frac{\sin 3\alpha}{\sin\alpha}$	$F(\theta)$	$F'(\theta)$	$F^2(\theta)$
0	1,0	0	0	1	1,0	0	0	0	0	3,0	3,0	1,0	1,0
5	0,99	0,08	7,8	0,99	0,99	5,75	17	0,30	0,11	2,90	2,85	0,94	0,9
10	0,98	0,17	15	0,97	0,99	11,5	34,5	0,56	0,19	2,85	2,8	0,93	0,865
15	0,96	0,25	18	0,92	0,95	17	50	0,74	0,285	2,60	2,48	0,83	0,68
20	0,93	0,34	31	0,86	0,91	22,5	67,5	0,92	0,385	2,38	2,15	0,72	0,52
25	0,90	0,42	38	0,78	0,86	28	83	0,95	0,47	2,0	1,81	0,60	0,41
30	0,86	0,50	45	0,70	0,81	33	99	0,985	0,545	1,80	1,46	0,48	0,23
35	0,819	0,573	51	0,61	0,75	38	113	0,89	0,61	1,48	1,07	0,36	0,105
40	0,766	0,642	58	0,53	0,69	42,5	127,5	0,795	0,672	1,18	0,77	0,255	0,065
50	0,64	0,77	69	0,36	0,56	51	155	0,42	0,775	0,54	0,30	0,10	0,01

§ 10. Определение основных параметров спиральных антенн

Спиральная антенна используется для приема или излучения электромагнитных волн с круговой поляризацией в широком диапазоне частот. Она представляет собой проволочную спираль, питаемую обычно коаксиальной линией. Внутренний провод коаксиальной линии присоединяется к спирали, а наружная оболочка — к металлическому диску (рис. 67).

Диск спиральной антенны служит для уменьшения токов на наружной оболочке коаксиальной линии, повышения стабильности входного сопротивления в рабочем диапазоне, а также для ослабления излучения в задней полусфере.

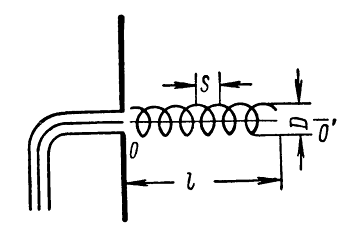


Рис. 67. Основные размеры спиральной антенны

Характеристики излучения такого устройства существенно зависят от геометрии спирали, которая определяется следующими конструктивными параметрами: D — диаметр спирали, S — шаг спирали, L — длина одного витка, α — угол подъема спирали, n — число витков, l — осевая длина спирали, d — диаметр провода спирали.

Между указанными параметрами цилиндрической спирали существуют соотношения

$$\left.\begin{aligned} &L^2=(\pi D)^2+S^2;\\ &\alpha=\operatorname{arc\,tg}\frac{S}{\pi D};\\ &l=nS. \end{aligned}\right\} \qquad (199)$$

Спираль может иметь два режима излучения: ненаправленное и осевое. Режим ненаправленного излучения имеет место в том случае, когда длина витка меньше длины волны ($L \ll \lambda$ или $D \leqslant 0,18\lambda$). Характер излучения в этом режиме напоминает излучение штыря или рамки.

В антенной технике наибольший практический интерес имеет режим осевого излучения, при котором максимум диаграммы направленности совпадает с осью спирали. Кроме того, этот режим работы характеризуется образованием в спирали бегущей волны, круговой поляризацией поля излучения и постоянством входного сопротивления антенны с малой реактивной составляющей. Условием режима осевого излучения является равенство $L \approx \lambda$, что соответствует условию $D \approx (0,25 \div 0,45)\,\lambda$.

Следует заметить, что при дальнейшем увеличении диаметра спирали диаграмма приобретает коническую форму, причем ось конуса совпадает с осью спирали.

При бегущей волне фаза тока меняется вдоль витка и от витка

к витку. Разность фаз тока в соответствующих точках двух соседних витков равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{c}{v_ф} L, \qquad (200)$$

где $v_ф$ — фазовая скорость волны вдоль витка.

Как известно, максимум коэффициента направленного действия антенны типа бегущей волны имеет место в том случае, когда разность фаз полей, создаваемых крайними излучающими элементами (в нашем случае крайними спиралями) в направлении главного максимума равна около 180°. Это означает, что наибольшая направленность у спиральной антенны получается в том случае, когда изменение фазы на длине одного витка равно

$$\Delta\varphi = 2\pi + \frac{2\pi S}{\lambda} + \frac{\pi}{n}. \qquad (201)$$

Сопоставляя (200) и (201), получаем условие достижения максимального к. н. д. спирали в осевом направлении

$\frac{v_ф}{c} = \frac{L}{S + \lambda + \frac{\lambda}{2n}}$, которое при большом числе витков n переходит

в простое выражение

$$\frac{v_ф}{c} = \frac{L}{S + \lambda}. \qquad (202)$$

Отношение $\frac{v_ф}{c} = k_ф$ называют коэффициентом замедления волны. Величина $k_ф$ обычно лежит в пределах 0,7—1,0.

Если данные антенны подобраны в соответствии с формулой (202), то достаточно хорошие направленные свойства сохраняются в пределах $(0,7 \div 1,2)\ \lambda_0$, где λ_0 — оптимальная длина волны.

Расширению рабочего диапазона способствует то обстоятельство, что, как показывают экспериментальные исследования, с уменьшением λ увеличивается $k_ф$ или $v_ф$ и условие (202) слабо нарушается с изменением частоты.

Кроме цилиндрических спиральных антенн, на практике применяют спирали с переменным диаметром, так называемые конические спиральные антенны. Существенным достоинством конических спиралей является то, что они по сравнению с цилиндрическими спиралями обладают большей диапазонностью. В режиме осевого излучения, как отмечалось выше, в проводе спирали устанавливается бегущая волна. Это означает, что входное сопротивление антенны становится активным. Величина входного сопротивления зависит от параметров спирали.

При расчете цилиндрических спиральных антенн пользуются теоретическими и эмпирическими формулами. По теоретическим формулам вычисляются коэффициент эллиптичности поляризационной характеристики и составляющие E_φ, E_θ поля излучения антенны. С помощью эмпирических формул удается лишь приближенно определить основные электрические параметры антенны.

В результате многочисленных измерений получены следующие выражения для расчета параметров спиральных антенн в режиме осевого излучения с углом подъема витка $\alpha = 12^\circ \div 16^\circ$:

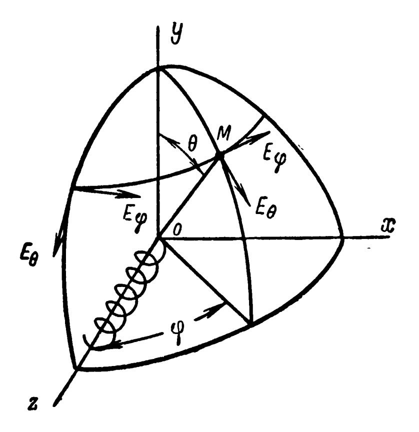


Рис. 68. Поле излучения спиральной антенны

а) средняя ширина главного лепестка диаграммы направленности по точкам половинной мощности

$$\theta^\circ_{0,5P_{max}} = \frac{52^\circ}{\frac{L}{\lambda}\sqrt{\frac{nS}{\lambda}}} \quad (203)$$

и по нулям

$$\theta^\circ_0 = \frac{115^\circ}{\frac{L}{\lambda}\sqrt{\frac{nS}{\lambda}}}; \quad (204)$$

б) коэффициент усиления $D = 15\left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 n\frac{S}{\lambda}$;

в) входное сопротивление

$$Z_{вх} \approx R_{вх} = 140\frac{L}{\lambda}.$$

Коэффициент эллиптичности поляризационной характеристики излучения антенны в направлении оси z (рис. 68) вычисляется по формуле

$$M = \frac{E_x}{E_y} = \frac{i\lambda k_ф}{L - Sk_ф}, \quad (205)$$

где $E_x = E_\varphi$ и $E_y = E_\theta$ — составляющие вектора напряженности электрического поля.

Круговая поляризация имеет место при соотношении вида $\frac{\dot{E}_\varphi}{\dot{E}_\theta} = i$ или когда выдерживается равенство

$$L = k_ф(\lambda + S).$$

Диаграмма направленности рассчитывается по следующим формулам:

$$\left.\begin{aligned} E_\theta = -E_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(t) \Big\{ (-1)^{(m+1)n+m} \cos\theta \cdot 2(\nu+m) \frac{\sin \nu n\pi}{(\nu+m)^2-1} + \\ + (-1)^{m(n+1)-1}\, 2 \operatorname{tg}\alpha \sin\theta \frac{\sin \nu n\pi}{m+\nu} \Big\}; \\ E_\varphi = iE_0 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^{(m+1)n+m} J_m(t) \frac{2\sin(\nu n\pi)}{(\nu+m)^2-1}, \end{aligned}\right\} \quad (206)$$

где $E_0 = i\omega a\mu_0 I_0 \dfrac{e^{ikR}}{R}$;

$t = ka\sin\theta$, a—радиус спирали;

$\nu = ka \operatorname{tg}\alpha\cos\theta - \beta$;

$\beta = \omega a \sec\alpha \dfrac{1}{ck_\text{ф}}$.

При практических расчетах можно ограничиться несколькими членами или даже одним слагаемым рядов. Такое упрощение допустимо, потому что у спиралей, работающих в режиме осевого излучения, аргумент t невелик

$$\left[t = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin\theta = (0{,}8 \div 1{,}3)\sin\theta\right],$$

а Бесселевы функции малого аргумента $t \leqslant 1{,}3$ очень быстро убывают с увеличением порядка m.

В направлении оси спирали $\theta = 0$, $J_0(t) = 1$,

$$J_1(t) = 0 \text{ и } E_\varphi = iE_0(-1)^n \frac{2\sin(\nu_0 n\pi)}{\nu_0^2 - 1};$$

$$E_\theta = -E_0(-1)^n 2\nu_0 \frac{\sin \nu_0 n\pi}{\nu_0^2 - 1}.$$

Отсюда видно, что круговая поляризация в направлении oz имеет место при

$$\nu_0 = 1 = ka \operatorname{tg}\alpha - \beta;$$

$$\beta = \frac{\omega a}{ck_\text{ф}\cos\alpha}.$$

При выборе конструктивных параметров спиральной антенны необходимо учитывать, что при изменении угла подъема витка α между 12 и 16° проявляются небольшие изменения электрических параметров. С уменьшением α уменьшается уровень боковых лепестков, а с увеличением α входное сопротивление становится более стабильным.

Увеличение диаметра провода спирали приводит к большой схожести диаграмм направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях, к увеличению уровня боковых лепестков и вызывает большее постоянство $Z_{вх}$ при изменении частоты.

На практике диаметр провода обычно выбирают из условия $d = (0{,}08 \div 0{,}16)\,\lambda$. Радиус противовеса принимают равным полуволне. При выборе диаметра и шага спиральной антенны с осевым излучением можно руководствоваться следующими данными:

α°	6°	12°	14°	16°	24°
$\frac{D}{\lambda}$	0,1—0,3	0,15—0,4	0,2—0,4	0,25—0,45	0,3—0,5
$\frac{S}{\lambda}$	0,05—0,1	0,1—0,25	0,15—0,32	0,25—0,45	0,4—0,6

§ 11. Расчет диэлектрических антенн

Диэлектрические антенны представляют собой один или несколько излучающих стержней, выполненных из диэлектрика. Благодаря тому, что в стержнях устанавливается бегущая волна, диэлектрические антенны имеют осевое излучение. Возбуждается диэлектрический стержень или с помощью штыря-вибратора, или открытым концом волновода.

Структура поля внутри стержня ограниченной длины поддается лишь приближенному анализу.

Поле излучения рассчитывается по известному электромагнитному полю внутри стержня.

Применение формул волнового фронта, приведенных в § 5 для определения поля излучения по заданному распределению амплитуд и фаз поля на выделенной поверхности, для диэлектрических антенн нецелесообразно, так как эти формулы дают правильный результат при точном знании распределения поля и при дифракции волн на поверхности, размеры которой значительно больше длины волны. Причем эти положения справедливы лишь в области малых углов от нормали к плоской поверхности.

Применительно к диэлектрическим антеннам ни одно из перечисленных условий не выполняется, поэтому электромагнитное поле излучения таких антенн удобнее рассчитывать с помощью объемных интегралов через распределенные по объему токи.

Исходным моментом вычислений является замена поля внутри диэлектрика токами смещения. Последние на основании принципа эквивалентности могут приниматься за соответствующие токи про-

водимости в металлах. Поле, созданное всем объемом стержня, равно сумме полей элементарных источников — элементов объема.

Диэлектрическая антенна состоит из трех элементов (рис. 69): а) диэлектрического стержня; б) металлического патрона, надеваемого на один из концов стержня и являющегося отрезком волновода, заполненного диэлектриком; в) возбудителя электромагнитных волн в виде штыря или щели, расположенного в экранированной части.

Характеристики излучения диэлектрической антенны зависят от диаметра стержня d, длины стержня l и свойств диэлектрика.

Проектирование диэлектрической антенны сводится к расчету электрических параметров по заданным конструктивным показате-

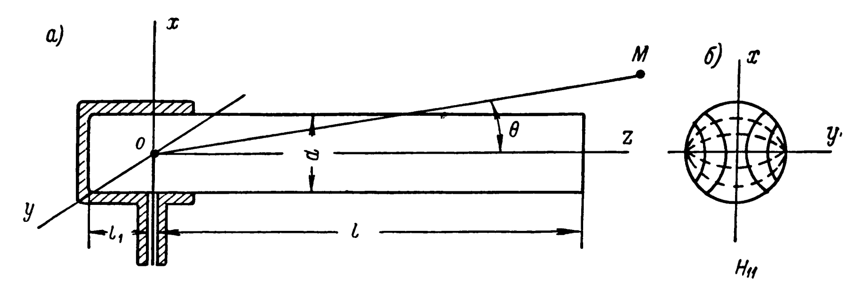


Рис. 69. Диэлектрическая антенна: *а* — конструкция диэлектрической антенны; *б* — электромагнитное поле в диэлектрике

лям. Весьма важным моментом в расчете диэлектрических антенн является вопрос о возбуждении стержня. Для лучшего использования свойств диэлектрической антенны концентрировать энергию в направлении оси z необходимо, чтобы каждый элемент стержня также обеспечивал интенсивное излучение в осевом направлении. Это имеет место в том случае, когда токи смещения в диэлектрике ориентируются в поперечном сечении (вдоль оси ox или oy) в каком-либо преимущественном направлении.

Для удовлетворения этим условиям в волне, возбужденной в стержне, должна преобладать одна из поперечных составляющих поля $\overline{E}$. Подобная ориентировка вектора $\overline{E}$ внутри диэлектрического волновода наблюдается при возбуждении несимметричных волн типа H_{1n} и E_{1n}. В этом отношении наиболее целесообразно использовать волну H_{11} (рис. 69), в которой преобладает поперечная составляющая E_x вектора $\overline{E}$.

Симметричные волны типа E_{01}, H_{01} не пригодны к использованию в диэлектрической антенне, так как система токов смещения не обеспечивает строго осевого излучения. Диаграмма направленности таких стержней имеет два максимума, ориентированных к оси под некоторым углом.

При несимметричном возбуждении стержня появляются одновременно как волны H, так и волны E. Для преобладания опреде-

ленной поляризации недостаточно обеспечить возбуждение только волны одного типа, например H_{11}. Необходимо также создать условия, при которых невозможно возбуждение других типов волн (E_{11}, E_{12}, H_{12}). Несимметричное возбуждение принципиально не позволяет отделить волны типа H_{11} от волн типа E_{11}, поскольку они существуют совместно. Но подбором способа возбуждения можно сделать тот или иной тип превалирующим.

При возбуждении стержня вертикальным штырем, как показано на рис. 69, преобладает волна типа H_{11}. Что же касается волн высших порядков (H_{12} и E_{12}), то появление их может быть исключено путем выбора такого сечения стержня, диаметр которого для нежелательных типов волн был бы критическим. Критическая длина волны $\lambda_{кр}$ для волн H_{12} и E_{12} определяется по формуле

$$\lambda_{кр_{12}}=\pi\frac{\sqrt{\varepsilon'-1}}{3,83}d, \qquad (207)$$

где ε' — относительная диэлектрическая проницаемость материала стержня;

d — диаметр стержня.

Волны высшего порядка возбуждаться не будут, если выполняется соотношение

$$d<\frac{1,22\lambda}{\sqrt{\varepsilon'-1}}. \qquad (208)$$

Величину диаметра и длину стержня выбирают исходя из получения максимального к. н. д.

$$D_{max}\approx 8\frac{l_{опт}}{\lambda}. \qquad (209)$$

При заданных значениях λ и $k_ф$ оптимальное значение длины стержня $l_{опт}$ равно

$$l_{опт}=\frac{\lambda k_ф}{2(1-k_ф)}, \qquad (210)$$

где $k_ф$ — коэффициент замедления выбирается по графику рис. 70 по заданным ε', λ и рассчитанному по формуле (208) диаметру стержня d.

Для сужения диаграммы направленности и уменьшения отражения волн часто применяют конические стержни. В этом случае величина $k_ф$ принимается равной среднеарифметическому значению коэффициентов замедления в начале и в конце стержня

$$k_ф=\frac{k_{ф_1}+k_{ф_2}}{2}, \qquad (211)$$

где

$$k_{ф1}=f_1\left(\frac{d_1}{\lambda},\ \varepsilon'\right);\quad k_{ф2}=f_2\left(\frac{d_2}{\lambda},\ \varepsilon'\right).$$

Соотношение $\frac{d_1}{d_2}$ обычно берется равным двум.

Нормированная диаграмма направленности диэлектрической антенны может быть вычислена по формуле

$$F(\theta)=\cos\theta\Lambda_1\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)\frac{\left|\operatorname{sh}\left(\frac{\beta l}{2}+i\alpha\right)\right|\left|\frac{\beta l}{2}+i\alpha_0\right|}{\left|\frac{\beta l}{2}+i\alpha\right|\left|\operatorname{sh}\left(\frac{\beta l}{2}+i\alpha_0\right)\right|}, \qquad (212)$$

где $\alpha=\frac{kl}{2}\left(\frac{1}{k_\phi}-\cos\theta\right)$;

$\alpha_0=\frac{kl}{2}\left(\frac{1}{k_\phi}-1\right)$;

β— затухание электромагнитных волн в стержне;

θ — угол, отсчитываемый от оси стержня.

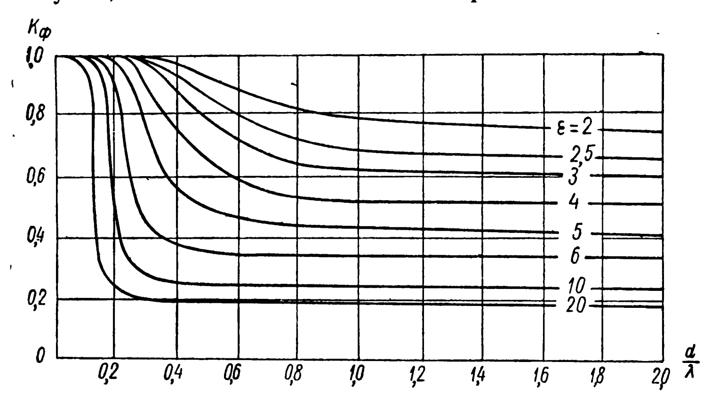


Рис. 70. Зависимость коэффициента замедления от диаметра стержня и диэлектрической проницаемости материала

Множитель $\cos\theta$ в формуле (212) мало меняется в пределах $\theta = 0 \div 45°$, а функция $\Lambda_1\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)$ при малых диаметрах $\left(\frac{d}{\lambda} = 0{,}3 \div 0{,}5\right)$ стабильна в пределах $\theta = 0 \div 90°$; следовательно, при таких d и θ второй множитель может приниматься за постоянную величину.

Таким образом, при расчете тонких диэлектрических антенн можно пользоваться формулой, представленной лишь третьим множителем. Для расчета диаграмм направленности толстых стержней необходимо учитывать и ламбда-функцию $\Lambda(\theta)$.

Расчеты показывают, что малое затухание β слабо влияет на диаграмму направленности. Поэтому при приближенных расчетах

можно полагать $\beta = 0$, а диаграмму направленности вычислять по упрощенной формуле

$$F(\theta) = \frac{\sin\left[\pi\left(\frac{l}{\lambda_0}\cos\theta - \frac{l}{\lambda_{ст}}\right)\right]}{\pi\left(\frac{l}{\lambda_0}\cos\theta - \frac{l}{\lambda_{ст}}\right)}, \qquad (213)$$

где λ_0 — длина волны в свободном пространстве;

$\lambda_{ст} = \frac{\lambda_0 v_ф}{c} = k_ф \lambda_0$ — длина волны в стержне.

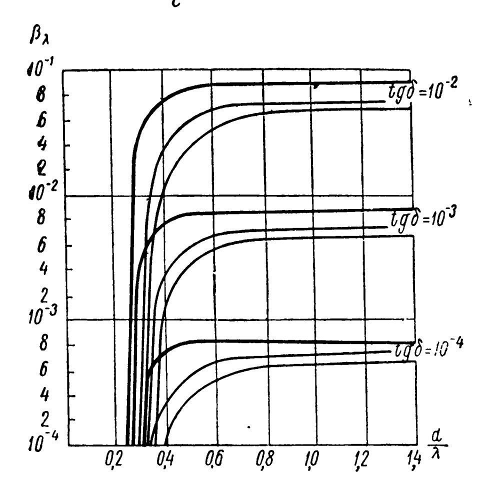


Рис. 71. Зависимость удельного затухания от относительной толщины стержня

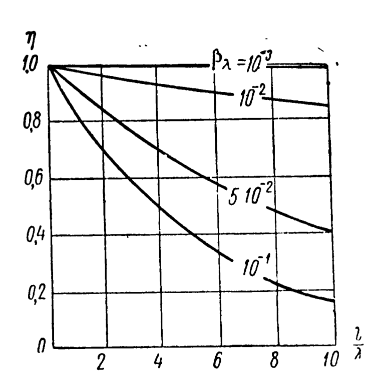


Рис. 72. Зависимость коэффициента полезного действия диэлектрической антенны от относительных длины и затухания

Затухание электромагнитных волн в стержне на отрезке, равном длине волны λ, для $\varepsilon = 2{,}5$, можно определить с помощью графика (рис. 71). Например, для $\operatorname{tg}\delta = 10^{-3}$, $d = 0{,}6\lambda$ имеем $\beta_\lambda = 7 \cdot 10^{-2}$.

Коэффициент полезного действия диэлектрической антенны рассчитывается по формуле

$$\eta = \frac{\beta_\Sigma + \beta_\lambda e^{-2(\beta_\Sigma\lambda + \beta_\lambda)\frac{l}{\lambda}}}{\beta_\Sigma + \beta_\lambda}, \qquad (214)$$

где β_λ и β_Σ — коэффициенты, учитывающие затухание, вызываемое тепловыми потерями и излучением.

На графике (рис. 72) показаны кривые зависимости коэффициента полезного действия от относительной длины антенны при

различном затухании β_λ. С помощью этих кривых можно легко определить коэффициент полезного действия диэлектрической антенны, если известны l и β_λ.

Здесь следует иметь в виду, что кривые рассчитаны при $\beta_\Sigma = 0$ и дают таким образом минимально возможное значение к. п. д. Действительные значения η будут выше. Как видно из рис. 72, применение для диэлектрических антенн материалов, имеющих $\operatorname{tg}\delta > 10^{-2}$, нежелательно.

Усиление диэлектрической антенны вычисляется по известной формуле

$$\varepsilon = D\eta. \tag{215}$$

Для расчета можно использовать приближенную формулу

$$D \approx \frac{42\,000}{\theta_в^\circ \theta_г^\circ}\,\mu, \tag{216}$$

где $\theta_в^\circ$ и $\theta_г^\circ$ — ширина диаграммы направленности на уровне $0{,}5P_{max}$ в вертикальной и горизонтальной плоскостях; μ в данном случае равно 0,5.

Узел возбуждения диэлектрического излучателя рассчитывается так же, как штыревое возбуждающее устройство волновода, с той лишь разницей, что здесь приходится учитывать заполнение внутреннего пространства волновода средой, у которой $\varepsilon' > 1$ (см. § 6, гл. I).

Расстояние l_1 от вибратора до торцовой стенки металлического экрана (рис. 69) приближенно можно считать равным четверти длины волны в диэлектрическом стержне.

Наряду с диэлектрическими антеннами, выполненными из сплошных стержней, находят применение антенны в виде диэлектрических труб. Такие антенны исследованы лишь экспериментально.

Диаграмма направленности диэлектрических труб существенно зависит от толщины стенки Δ, которая рассчитывается по формуле

$$\Delta = \frac{\lambda}{10\sqrt{\varepsilon' - 1}}.$$

Согласно экспериментальным данным толщину стенок рекомендуется выбирать при $\varepsilon \approx 6$, равной $\Delta \approx 0{,}03\lambda$. У трубчатых антенн при увеличении $\frac{d}{\lambda}$ $\left(\text{до } \frac{d}{\lambda} \approx 1\right)$ и удлинении стержня диаграмма направленности сужается. Размер l целесообразно доводить до $(5 \div 6)\,\lambda_0$. Уровень боковых лепестков при удлинении растет незначительно, поэтому такие антенны имеют цилиндрическую форму.

Диаграмма направленности трубчатых диэлектрических антенн рассчитывается по формуле

$$F(\theta)=\frac{\sin\left[\frac{kl}{2}(1-\cos\theta)\right]}{\frac{kl}{2}(1-\cos\theta)}\cos\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right). \qquad (217)$$

Антенна в виде одиночного диэлектрического стержня при $l=(6\div8)\lambda$ имеет ширину диаграммы направленности порядка $\sim 20-30^\circ$. Дальнейшее удлинение стержней с целью сужения луча нежелательно, так как растут боковые лепестки, а сама антенна становится менее удобной в эксплуатации. Для сужения диаграммы направленности и повышения к. н. д. применяют сложные антенны, состоящие из одного или нескольких рядов диэлектрических стержней.

Если $F_0(\theta)$ — диаграмма направленности одного излучателя-стержня;
n_1 — число излучателей в одном ряду;
n_2 — число рядов;
d_1 — расстояние между соседними вибраторами одного ряда;
θ и φ — углы, отсчитываемые в вертикальной и горизонтальной плоскостях от нормали к плоскости стержней;
d_2 — расстояние между рядами, то выражение для диаграммы направленности сложной диэлектрической антенны имеет вид

$$F(\theta,\ \varphi)=F_0(\theta)\frac{\sin\left[n_1\frac{kd_1}{2}\sin\theta\cos\varphi\right]}{\sin\left(\frac{kd_1}{2}\sin\theta\cos\varphi\right)}\,\frac{\sin\left(n_2\frac{kd_2}{2}\sin\varphi\right)}{\sin\left(\frac{kd_2}{2}\sin\varphi\right)}. \qquad (218)$$

Для ориентировки выбора конструктивных параметров диэлектрических антенн в табл. 7 приводятся некоторые экспериментальные данные.

Методика расчета диэлектрических антенн

1. Выбираем материал диэлектрического стержня, исходя из условий работы антенны (температура, влажность, механические нагрузки).

2. По формуле (208) определяем диаметр стержня, при котором волны высшего порядка возбуждаться не будут

$$d<\frac{1{,}22}{\sqrt{\varepsilon'-1}}\lambda.$$

3. Обращаясь к табл. 7, ориентировочно определяем длину стержня по заданной ширине диаграммы направленности.

Таблица 7

Ширина диаграмм направленности диэлектрических антенн

$\left(\frac{\theta_E^\circ}{\theta_H^\circ}\right.$ — отношение ширины диаграмм направленности для E и H плоскостей$\left.\right)$

l	d	ε	$\frac{\theta_E^\circ}{\theta_H^\circ}$	l	d	ε	θ_E°
3,5λ	0,67λ	2,0	30/34	3,0λ	0,4λ	2,25	40
	0,4 λ	3,0	28/30	4,5λ			33
	0,33λ	4,0	32/30	5,0λ			29
10λ	0,33λ	5,0	12/20	6,0λ			25
	0,25λ	5,0	14/20	2,0λ			45
	0,45λ	2,25	10/10				

4. По ε и $\frac{d}{\lambda}$ с помощью графика рис. 70 находим величину коэффициента замедления $k_ф$.

5. Рассчитываем оптимальную длину диэлектрического стержня

$$l_{опт} = \frac{\lambda k_ф}{2(1 - k_ф)}.$$

6. Размер l_1 принимаем равным $\frac{\lambda_{ст}}{4}$.

7. В зависимости от величины диаметра d вычисляем диаграмму направленности антенны по формулам (212) или (213).

8. По графику (рис. 71) определяем затухание β, предварительно выбрав материал стержня.

9. По формуле (216) рассчитываем к. н. д. антенны; по графику рис. 72 находим величину к. п. д., а по формуле (215) определяем усиление g.

Пример. Требуется рассчитать диэлектрическую приемную антенну, работающую на $\lambda = 10$ *см* с шириной диаграммы направленности в вертикальной и горизонтальной плоскостях $\theta_в^\circ = \theta_г^\circ = 30^\circ$.

Антенна должна быть влагостойка и выдерживать значительные механические нагрузки.

1. В качестве материала для стержня антенны берем полистироловый текстолит, так как он имеет сравнительно высокие механические показатели и приемлемые электрические параметры: временное сопротивление сжатию $\sigma_1 = 1300 \div 1340$ *кг/см²*, временное сопротивление изгибу $\sigma_2 = 920 \div 1270$ *кг/см²*, поглощение влаги за 24 часа 0,2%, на частоте 3000 *Мгц* $\varepsilon' = 2{,}4 \div 2{,}5$, $\operatorname{tg}\delta = 0{,}0005$ и пробивное напряжение $18 \div 22$ *кв/мм*.

2. Диаметр стержня равен

$$d < \frac{1{,}22\lambda}{\sqrt{\varepsilon' - 1}} = \frac{1{,}22 \cdot 10}{\sqrt{2{,}5 - 1}} \approx 10 \text{ см};$$

принимаем $d = 6$ *см*; $\frac{d}{\lambda} = \frac{6}{10} = 0{,}6$.

3. С помощью графика рис. 70 по $\varepsilon' = 2{,}5$ и $\frac{d}{\lambda} = 0{,}6$ определяем $k_ф = 0{,}8$.

4. По формуле (219) рассчитываем оптимальную длину стержня

$$l_{опт} = \frac{\lambda k_ф}{2(1 - k_ф)} = \frac{10 \cdot 0{,}8}{2(1 - 0{,}8)} = 20 \text{ см}.$$

5. Так как для $\frac{d}{\lambda} = 0{,}6$ множитель $\Lambda_1\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)$ изменяется существенно, то расчет диаграммы направленности произведем по формуле (212) с двумя множителями без учета затухания

$$F(\theta) = \Lambda_1\left(\frac{kd}{2}\sin\theta\right)\frac{\sin\left[\pi\left(\frac{l}{\lambda_0}\cos\theta - \frac{l}{\lambda_{ст}}\right)\right]}{\pi\left(\frac{l}{\lambda_0}\cos\theta - \frac{l}{\lambda_{ст}}\right)}. \qquad (219)$$

Длина волны в диэлектрическом стержне

$$\lambda_{ст} = \lambda_0 k_ф = 10 \cdot 0{,}8 = 8 \text{ см};$$

$$F(\theta) = \Lambda_1\left(\frac{2\pi \cdot 6}{10 \cdot 2}\sin\theta\right)\frac{\sin\left[\pi\left(\frac{20}{10}\cos\theta - \frac{20}{8}\right)\right]}{\pi\left(\frac{20}{10}\cos\theta - \frac{20}{8}\right)} =$$

$$= \Lambda_1(1{,}9\sin\theta)\frac{\sin[180^\circ(2\cos\theta - 2{,}5]}{180^\circ(2\cos\theta - 2{,}5)}.$$

Вычисления диаграммы направленности сведем в таблицу.

6. По графикам рис. 71 и 72 определяем коэффициент полезного действия антенны.

Для $\varepsilon' = 2{,}5$, $\operatorname{tg}\delta = 10^{-3}$ и $\frac{d}{\lambda} = 0{,}6$, $\beta_\lambda = 7 \cdot 10^{-2}$, что соответствует к. п. д., равному $\eta = 0{,}8$ $\left(\text{в нашем случае } \frac{l}{\lambda} = 2{,}0\right)$.

7. Вычисляем к. н. д. по формулам (216) или (209)

$$D = \frac{42\,000 \cdot 0{,}5}{\theta_в^\circ \theta_г^\circ} = \frac{21\,000}{35^\circ \cdot 30^\circ} \approx 19.$$

Формула (209) дает

$$D \approx \frac{8l}{\lambda} = 8 \cdot 2 = 16.$$

8. Коэффициент усиления антенны

$$g = D\eta = 19 \cdot 0{,}8 \approx 15.$$

$\theta°$	$\Lambda_1(1{,}9\sin\theta)$	$2\cos\theta$	$(2\cos\theta - 2{,}5)$	$180(2\cos\theta - 2{,}5) = \alpha°$	α, рад.	$\sin\alpha$	$\frac{\sin\alpha}{\alpha}$	$F(\theta)$	$F'(\theta)$	$F^2(\theta)$
0	1,00	2	—0,5	—90	—1,57	—1,0	+0,63	+0,63	+1,00	1,00
10	0,99	1,96	—0,54	—97	—1,7	—0,995	+0,58	+0,57	+0,905	0,82
20	0,97	1,86	—0,64	—115 .	—2,0	—0,91	+0,45	+0,44	+0,69	0,48
30	0,90	1,73	—0,77	—138	—2,43	—0,67	+0,27	+0,243	+0,385	0,15
40	0,84	1,54	—0,96	—173	—3,0	—0,12	+0,04	+0,03	+0,05	0,002
50	0,75	1,29	—1,21	—218	—3,8	+0,61	—0,16	—0,12	—0,19	0,036
60	0,65	1,0	—1,5	—270	—4,7	+1,0	—0,21	—0,136	—0,215	0,043
70	0,55	0,68	—1,82	—328	—5,75	+0,53	—0,09	—0,05	—0,08	0,006

§ 12. Обтекатели антенн

Обтекатели предназначены для защиты антенны или какой-либо ее части от воздействия внешней среды. Чаще всего обтекатели устанавливаются на судовых и самолетных радиолокационных станциях. Обтекатели антенн изготовляются из диэлектриков, обладающих малыми потерями на сверхвысоких частотах. Однако установка обтекателя, выполненного даже из лучших радиопрозрачных материалов, изменяет параметры антенны: коэффициент усиления, диаграмму направленности, уровень и положение боковых лепестков.

Существующие в настоящее время антенные обтекатели подразделяются на несколько типов, основными из которых являются полуволновые однослойные, тонкостенные, с низкой диэлектрической проницаемостью и многослойные обтекатели.

В общем случае влияние обтекателя проявляется в том, что электромагнитная энергия должна проходить через имеющий потери диэлектрик криволинейной формы. При этом имеет место и наклонное падение волны. Рассмотрим сначала наиболее простой случай прохождения электромагнитной энергии через плоский лист диэлектрика при нормальном падении волны. Физический процесс прохождения энергии может быть объяснен следующим образом. При падении волны на переднюю стенку листа, вследствие различия диэлектрических постоянных свободного пространства и диэлектрика, происходит частичное отражение энергии. Такое же отражение наблюдается и от задней стенки диэлектрика. Часть этой отраженной энергии проходит через переднюю стенку, часть отражается обратно. Таким образом, многократные отражения внутри диэлектрика от задней и передней стенок накладываются на отражение от передней стенки. При толщине листа диэлектрика, кратной четному числу четвертей длины волны в диэлектрике, волны, отраженные от передней и задней стенок, будут находиться в фазе, при этом величина отражения будет наибольшей. При толщине листа диэлектрика, кратной нечетному числу четвертей волн, отражения от стенок будут находиться в противофазе, и суммарное отражение в этом случае отсутствует. Это обстоятельство лежит в основе конструирования полуволновых однослойных обтекателей.

Полуволновые обтекатели. Толщина диэлектрика, обеспечивающая наименьшее отражение при нормальном падении волны, определяется по формуле

$$d_0 = \frac{n\lambda_\varepsilon}{2}, \quad n = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots, \qquad (220)$$

где $\lambda_э$ — длина волны в диэлектрике.

Длина волны в диэлектрике определяется по формуле

$$\lambda_\varepsilon = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}}, \tag{221}$$

где λ_0 — длина волны в свободном пространстве;

$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ — относительная диэлектрическая проницаемость.

Равенство (220) не может быть точно соблюдено из-за технологических трудностей и изменения длины волны в диапазоне частот. Поэтому толщина листа d отклоняется от оптимальной толщины d_0 на величину $\Delta d = d - d_0$.

Для полуволнового обтекателя коэффициент отражения $\Gamma_м$ или относительное отражение мощности $\frac{P_{отр}}{P_{пад}}$ при малых относительных отклонениях толщины материала $\frac{\Delta d}{\lambda_0}$ могут быть приближенно вычислены по формуле

$$\Gamma_м = \frac{P_{отр}}{P_{пад}} \approx \left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1\right)\pi\frac{\Delta d}{\lambda_0}\right]^2, \tag{222}$$

где $P_{отр}$ — отраженная мощность;

$P_{пад}$ — падающая мощность.

Задаваясь различными допусками на величину коэффициента отражения по мощности $\Gamma_м$, по формуле (222) можно определить предельные относительные допуски на толщину полуволновых листов при условии нормального падения волны. Эти допуски приведены в табл. 8.

В диэлектрике с потерями для полуволнового обтекателя будет справедливо приближенное выражение

$$\frac{P_\varepsilon}{P_{пад}} \approx \frac{\pi}{2}\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} + \frac{1}{\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}}\right)\operatorname{tg}\delta, \tag{223}$$

где $\frac{P_\varepsilon}{P_{пад}}$ — относительные потери в диэлектрике;

$\operatorname{tg}\delta$ — тангенс угла потерь в диэлектрике.

Формула (223) представлена графически на рис. 73. Из этого графика видно, что для обтекателей должны применяться диэлектрики с малыми потерями ($\operatorname{tg}\delta$ не более 0,002—0,005).

При наклонном падении волны толщину диэлектрического обтекателя можно вычислить по формуле

$$d_0 = \frac{n\lambda_0}{2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - \sin^2\theta}}, \quad n = 1,\ 2,\ 3, \tag{224}$$

где θ — угол между нормалью к поверхности диэлектрика и нормалью к фронту волны.

Коэффициент отражения при наклонном падении волны зависит от вида поляризации. Различают параллельно и перпендикулярно поляризованные волны, электрические векторы которых лежат соответственно в плоскости падения волны или в перпендикулярной плоскости. На рис. 74 и 75 приведены кривые одинаковых значений отраженной мощности для параллельной и перпендикулярной поляризации при $\varepsilon = 2{,}7\varepsilon_0$ (относительная величина отраженной мощности надписана над кривыми).

Кривые нулевого отражения на этих рисунках построены в соответствии с формулой (224).

Из формулы (224) и рис. 74 и 75 видно, что при наклонном падении диэлектрический обтекатель с наименьшим отражением должен иметь переменную толщину по углу облучения. Следует отметить, что такие обтекатели сложны в изготовлении. В обтекателях для антенн со сканирующим или вращающимся лучом электромагнитная энергия проходит через каждый участок обтекателя под переменными углами. При этом диапазон углов падения может быть весьма значительным, до 70°. Применение в этом случае строго полуволновых обтекателей или обтекателей с переменной толщиной листа может привести, как это видно из рис. 74 и 75, к появлению значительных отражений энергии. При перпендикулярной поляризации эти отражения могут достигать в диапазоне углов 0—70° значений, доходящих до 50%. Поэтому при проектировании обтекателей следует несколько отходить от полуволновой толщины обтекателя, выбирая зону наи-

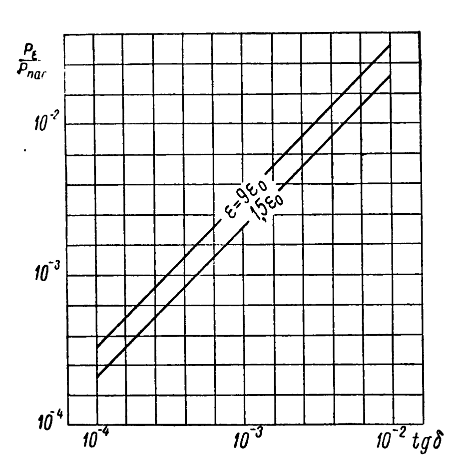


Рис. 73. График относительных потерь при прохождении энергии через полуволновой лист из диэлектрика с потерями

Таблица 8

Предельные допуски на толщину полуволновых листов

$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$	$\frac{\Delta d}{\lambda_0}$			
	$\Gamma_м = 1\%$	$\Gamma_м = 2\%$	$\Gamma_м = 5\%$	$\Gamma_м = 10\%$
2,2	0,027	0,038	0,059	0 084
2,7	0,019	0,027	0,042	0,06
4,0	0,011	0,015	0,024	0,033
10,0	0,004	0,005	0,008	0,011

меньших отражений в диапазоне углов падения волны. При этом появляется незначительное отражение при нулевом угле падения. Например, если для перпендикулярной поляризации и диапазона углов 0—70° (рис. 75) перейти от полуволнового листа $\left(\frac{d}{\lambda_\varepsilon} = 0{,}5 \text{ или } \frac{d}{\lambda_0} = 0{,}305\right)$ к несколько более толстому листу

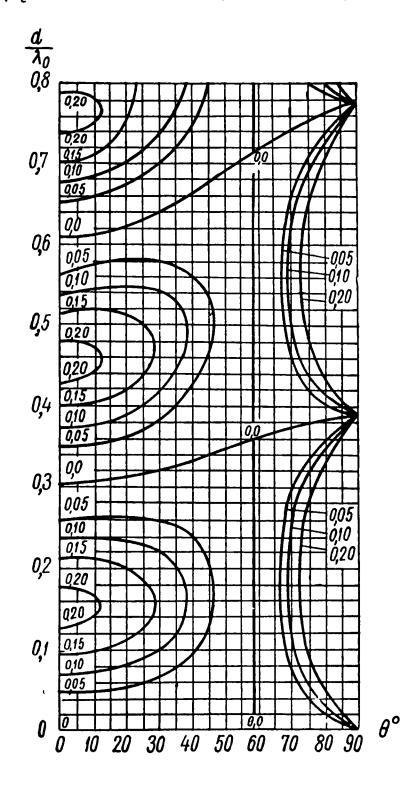


Рис. 74. Кривые отраженной мощности при параллельной поляризации $\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 2{,}7\right)$

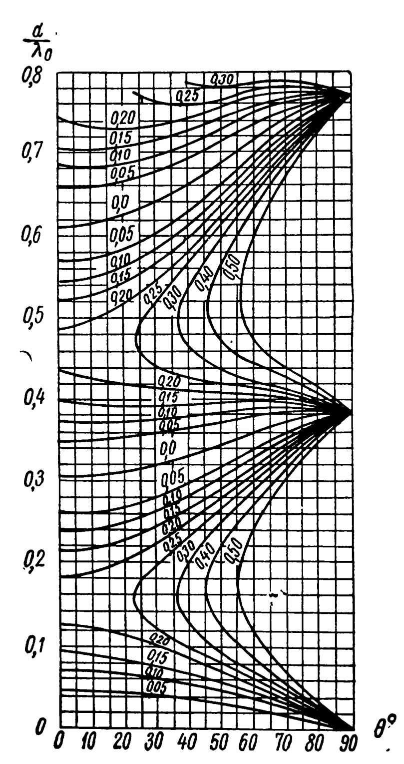


Рис. 75. Кривые отраженной мощности при перпендикулярной поляризации $\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 2{,}7\right)$

$\left(\frac{d}{\lambda_\varepsilon} = 0{,}57 \text{ или } \frac{d}{\lambda_0} = 0{,}35\right)$, максимальное отражение мощности уменьшится с 50 до 7%.

При параллельной поляризации отражение меньше, чем при перпендикулярной, даже при больших значениях $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$.

Так, в диапазоне углов 0—60° и диэлектрической проницаемости $\varepsilon = 1{,}5 \div 6\varepsilon_0$ отражение по мощности не превышает 1%.

При расчете однослойного обтекателя следует учитывать плоскость поляризации волны, падающей на обтекатель. Однако поляризация отраженной от объекта волны может быть сложной, а отражающие объекты могут иметь деполяризующие свойства.

Из рассмотренных выше свойств обтекателей при различной поляризации можно сделать вывод, что обтекатель, рассчитанный для работы при перпендикулярной поляризации, будет давать малые отражения и при параллельной поляризации.

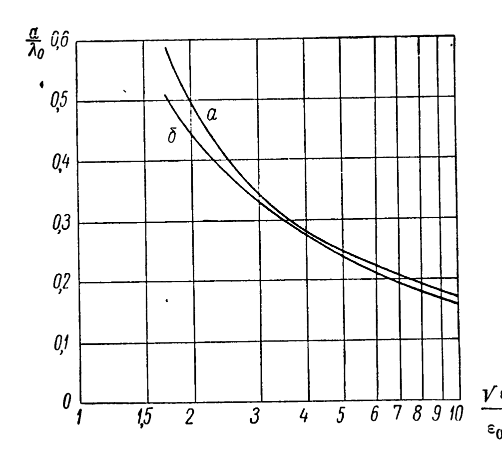


Рис. 76. График относительных толщин листов в пределах 10-процентного коэффициента отражения (углы падения 0—70°, перпендикулярная поляризация): *а* — верхний предел $\frac{d}{\lambda_0}$; *б* — нижний предел $\frac{d}{\lambda_0}$.

Допуски на изготовление однослойных полуволновых обтекателей в зависимости от $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ видны из рис. 76. На этом рисунке кривые *а* и *б* ограничивают поле допусков, в котором отражение по мощности не превышает 10% в диапазоне углов падения 0—70° при перпендикулярной поляризации. Допуски при параллельной поляризации в 2—3 раза более свободны.

Потери в обтекателях при наклонном падении волны по сравнению с потерями при нормальном падении зависят от $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$, $\operatorname{tg}\delta$, углов падения и вида поляризации. Для материалов с $\operatorname{tg}\delta < 0{,}005$ потери в диэлектрике по сравнению с нормальным падением увеличиваются незначительно. При $\operatorname{tg}\delta$ порядка 0,01—0,05 и больших углах падения потери в случае перпендикулярной поляризации возрастают в 2—3 раза и в случае параллельной поляризации на 30—40%.

Тонкостенные обтекатели. Стенки таких обтекателей, имея толщину порядка $0{,}05 \div 0{,}1 \frac{d}{\lambda_0}$, вызывают незначительные отражения при больших углах падения, особенно при низких значениях диэлектрической проницаемости. Недостатком тонкостенных обтекателей является их малая механическая прочность. Например, толщина обтекателя при перпендикулярной поляризации для диэлектрика с $\varepsilon = 2{,}7\,\varepsilon_0$ должна быть не более $0{,}04 \frac{d}{\lambda_0}$, чтобы обеспечить отражение менее 10% в диапазоне углов падения 0—55°. Такой об-

текатель можно еще применить в 10-сантиметровом диапазоне волн (толщина стенки 4 *мм*), но уже в 3-сантиметровом диапазоне обтекатель становится неконструктивным.

Обтекатели с низкой диэлектрической проницаемостью. При малых углах падения в ряде случаев целесообразно использовать в качестве материалов для обтекателей диэлектрики с низкой диэлектрической проницаемостью. При этом отражение будет невелико при нормальном и близких к нему углах падения. Низкая величина диэлектрической проницаемости позволяет применить толстостенный материал. Если требуется работать в значительном диапазоне углов падения, необходимо применять материалы с диэлектрической проницаемостью, близкой к единице Например, при $\varepsilon = 1{,}22\varepsilon_0$ возможно изготовление обтекателя любой толщины с максимальным отражением меньше 8% по мощности в диапазоне углов 0—58° при перпендикулярной поляризации. За пределами этого диапазона углов величина максимального отражения быстро растет, достигая при 70° уже 23%. Таким образом, основное преимущество обтекателей с низкой диэлектрической проницаемостью (некритичность толщины стенки к отражению) может быть реализована только при средних значениях углов падения.

Многослойные обтекатели. Рассмотренные выше типы обтекателей не могут удовлетворить требованиям, предъявляемым к ряду конструкций антенн. Например, обтекатели для самолетных антенн должны обладать высокой механической прочностью и способностью пропускать энергию в большом диапазоне углов падения. Такими свойствами вполне обладают многослойные обтекатели, среди которых наиболее распространены трехслойные. Трехслойные обтекатели могут быть подразделены на два основных типа: первый тип имеет два тонких поверхностных слоя с высокой диэлектрической проницаемостью и средний слой между ними из легкого пористого материала с низкой диэлектрической проницаемостью; второй тип имеет два поверхностных слоя с низкой диэлектрической проницаемостью, толщиной $\frac{\lambda_\varepsilon}{4}$ каждый, между которыми помещен материал с диэлектрической проницаемостью, равной квадрату диэлектрической проницаемости поверхностного слоя. Выбор того или иного типа зависит от ряда факторов: длины волны радиолокационной станции. расчетного угла падения, допусков на потери, механической прочности.

Толщина поверхностных слоев влияет на оптимальную величину среднего слоя, т. е. величину, соответствующую отсутствию отражения от всего обтекателя. Для расчета трехслойных обтекателей существует серия графиков, аналогичных изображенным на рис. 78 и 79. Для расчета трехслойного обтекателя первого типа можно пользоваться также следующими формулами, таблицами и графиками, обозначения в которых поясняет схематическое изображение трех-

слойной стенки (рис. 77). Электрические толщины слоев подсчитываются по формулам

$$d_{п\varepsilon} = \frac{d_п \sqrt{\frac{\varepsilon_п}{\varepsilon_0}}}{\lambda_0} \qquad (225)$$

и

$$d_{с\varepsilon} = \frac{d_{с\varepsilon} \sqrt{\frac{\varepsilon_с}{\varepsilon_0}}}{\lambda_0}, \qquad (226)$$

где $d_{п\varepsilon}$ — электрическая толщина поверхностного слоя;

$d_п$ — геометрическая толщина поверхностного слоя;

$\frac{\varepsilon_п}{\varepsilon_0}$ — относительная диэлектрическая проницаемость поверхностного слоя;

$d_{с\varepsilon}$, $d_с$ и $\frac{\varepsilon_с}{\varepsilon_0}$ — аналогичные обозначения для среднего слоя.

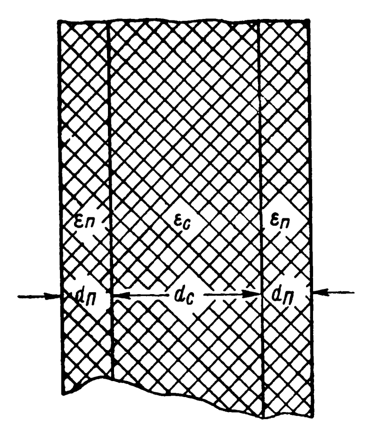


Рис. 77. Схема трехслойного обтекателя

Величины оптимальной электрической толщины среднего слоя $d_{с\varepsilon 0}$ в зависимости от толщины поверхностного слоя и диэлектрической проницаемости поверхностного и среднего слоев для нормального падения волны даны в виде графиков на рис. 78—82. Полученное из графиков значение оптимальной электрической толщины среднего слоя может быть переведено в геометрическую толщину по формуле

$$d_{с0} = \frac{d_{с\varepsilon 0}\lambda_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon_с}{\varepsilon_0}}}. \qquad (227)$$

Приведенные на рис. 78—82 значения $d_{с\varepsilon 0}$ соизмеримы с толщиной полуволнового слоя. Такой слой называется слоем нулевого порядка. При конструировании обтекателя могут быть взяты и бо́льшие величины для $d_{с\varepsilon 0}$. При увеличении толщины оптимального слоя на 0,5 получается слой, соизмеримый с двухполуволновым слоем (слой первого порядка); при увеличении на 1,0— с трехполуволновым (слой второго порядка) и т. д.

Суммарная толщина обтекателя определяется по формуле

$$d = 2d_п + d_{с0}. \qquad (228)$$

При отклонении электрической толщины среднего слоя от оптимального значения на величину $\Delta d_{с\varepsilon 0}$ появляются отражения.

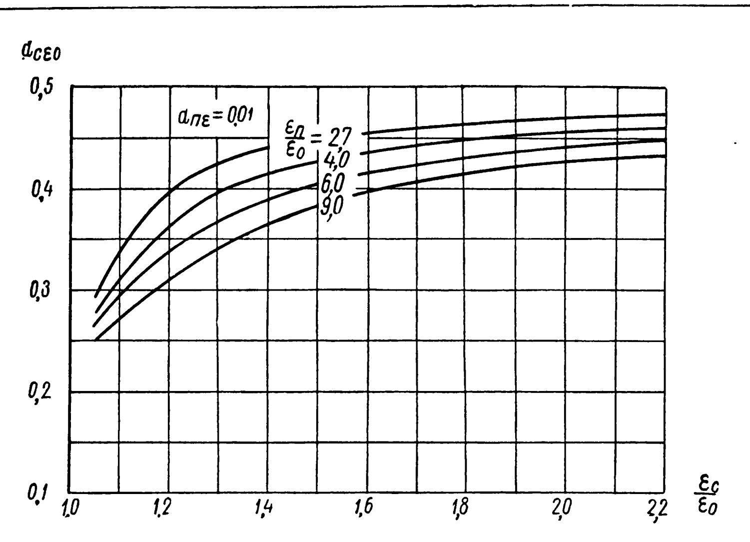


Рис. 78. График определения $d_{c\varepsilon o}$ для трехслойного обтекателя ($d_{п\varepsilon} = 0{,}01$)

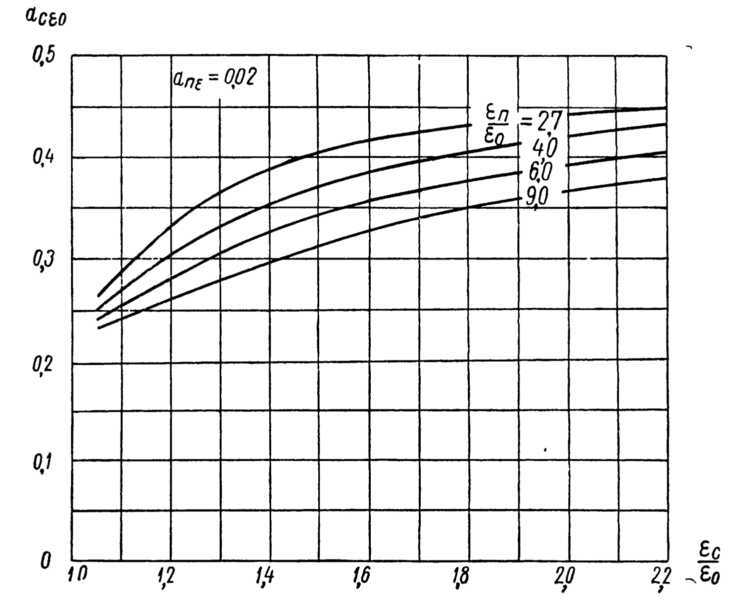


Рис. 79. График определения $d_{c\varepsilon o}$ для трехслойного обтекателя ($d_{п\varepsilon} = 0{,}02$)

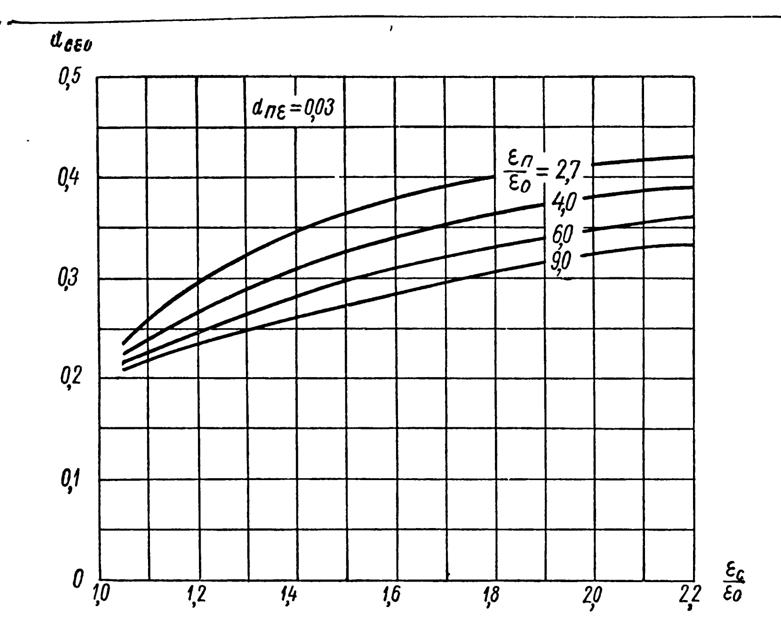


Рис. 80. График определения $d_{c\varepsilon 0}$ для трехслойного обтекателя ($d_{п\varepsilon} = 0,03$)

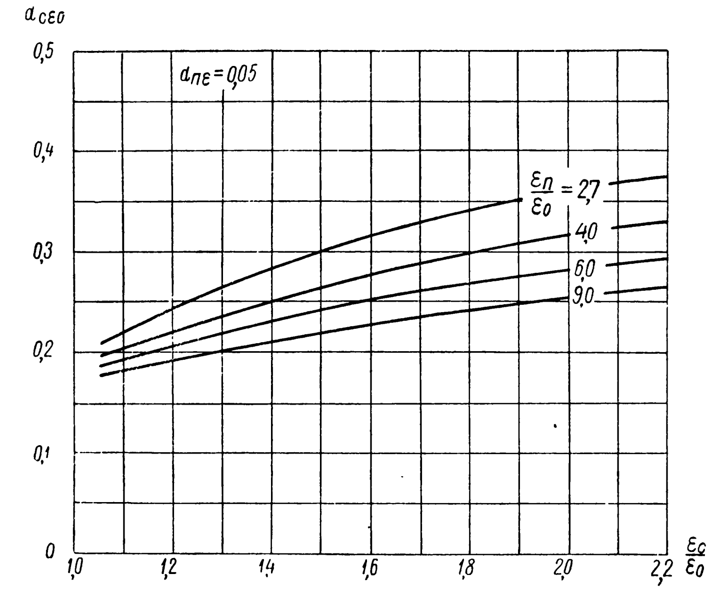


Рис 81. График определения $d_{c\varepsilon 0}$ для трехслойного обтекателя ($d_{п\varepsilon} = 0,05$)

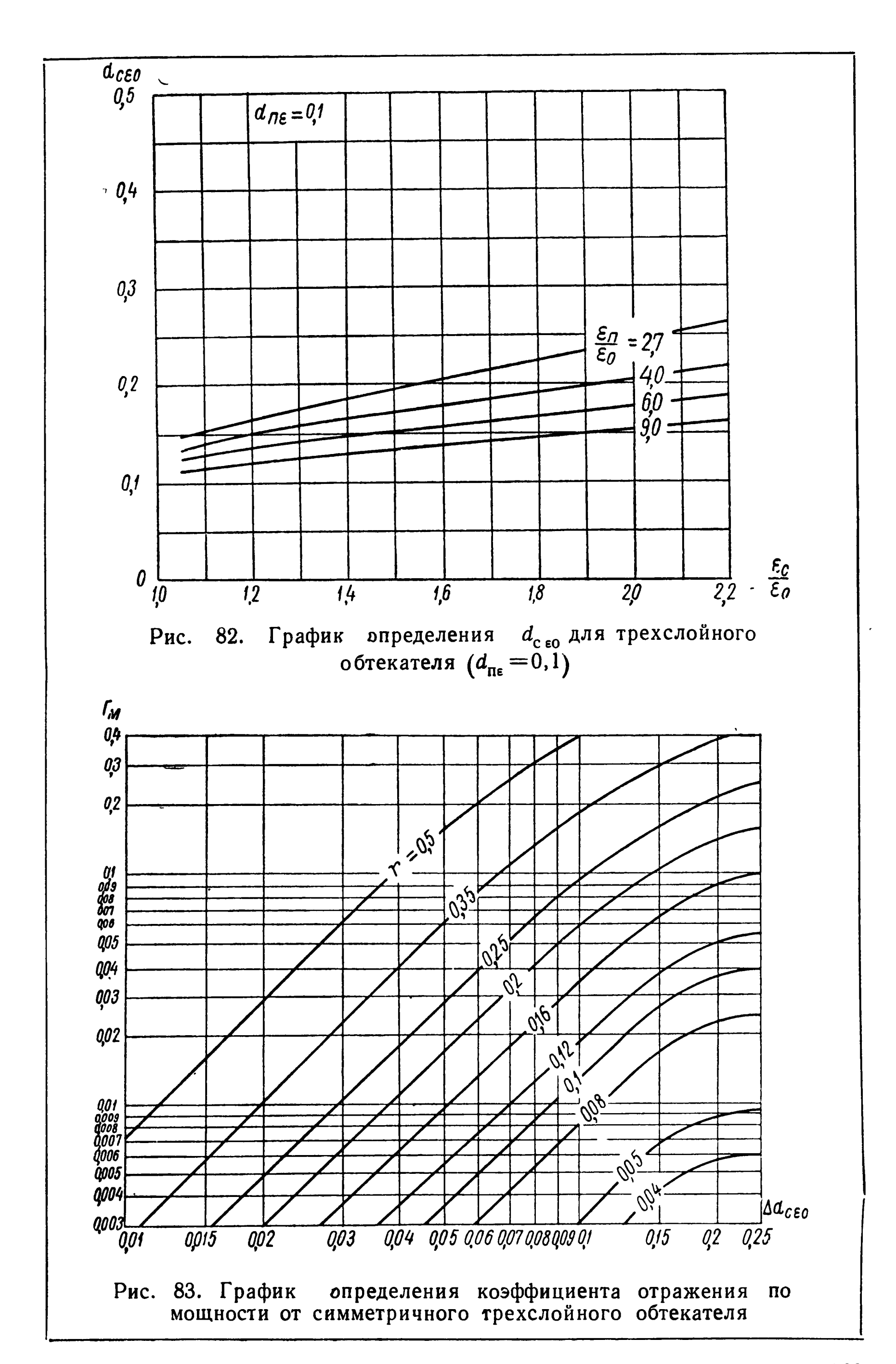


Рис. 82. График определения $d_{c\,\varepsilon 0}$ для трехслойного обтекателя ($d_{п\varepsilon}=0,1$)

Рис. 83. График определения коэффициента отражения по мощности от симметричного трехслойного обтекателя

Таблица 9

Значения коэффициента r

$\frac{\varepsilon_п}{\varepsilon_0}$	2,7					4,0				
$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}$ \ $d_{п\varepsilon}$	0,01	0,02	0,03	0,05	0,1	0,01	0,02	0,03	0,05	0,1
1,05	0,034	0,064	0,095	0,155	0,284	0,036	0,069	0,104	0,168	0,306
1,1	0,039	0,066	0,095	0,151	0,277	0,042	0,071	0,102	0,164	0,299
1,2	0,056	0,075	0,099	0,150	0,266	0,057	0,079	0,106	0,162	0,288
1,3	0,067	0,082	0,102	0,147	0,256	0,068	0,085	0,108	0,158	0,275
1,5	0,102	0,110	0,123	0,155	0,243	0,103	0,112	0,128	0,163	0,261
1,7	0,132	0,137	0,145	0,167	0,236	0,132	0,138	0,148	0,174	0,251
1,9	0,160	0,163	0,169	0,183	0,232	0,160	0,164	0,170	0,188	0,244
2,2	0,195	0,197	0,200	0,206	0,234	0,195	0,197	0,200	0,208	0,240

$\frac{\varepsilon_п}{\varepsilon_0}$	6,0					9,0				
$\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}$ \ $d_{п\varepsilon}$	0,01	0,02	0,03	0,05	0,1	0,01	0,02	0,03	0,05	0,1
1,05	0,038	0,073	0,110	0,177	0,322	0,039	0,075	0,112	0,182	0,331
1,1	0,043	0,074	0,108	0,173	0,314	0,044	0,076	0,111	0,178	0,322
1,2	0,058	0,082	0,110	0,169	0,301	0,059	0,083	0,113	0,174	0,310
1,3	0,069	0,088	0,112	0,165	0,290	0,069	0,088	0,116	0,170	0,297
1,5	0,103	0,114	0,130	0,168	0,272	0,103	0,114	0,132	0,172	0,279
1,7	0,132	0,139	0,150	0,177	0,260	0,132	0,139	0,151	0,180	0,266
1,9	0,160	0,165	0,172	0,190	0,251	0,160	0,165	0,172	0,192	0,257
2,2	0,195	0,197	0,200	0,210	0,244	0,195	0,197	0,200	0,211	0,247

Коэффициент отражения $\Gamma_м$ может быть определен по графику на рис. 83. Значения r — коэффициента отражения от поверхности раздела слоев — берутся из табл. 9.

Значение допуска на электрическую толщину среднего слоя обтекателя $\Delta d_{c\varepsilon o}$ может быть переведено в допуск геометрической толщины по формуле

$$\Delta d_{co} = \frac{\Delta d_{c\varepsilon o} \lambda_0}{\sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0}}}. \quad (229)$$

Данные для нормального падения могут быть использованы и в случае падения волны на обтекатель под углами, близкими к нормальному (40—50° для полуволнового слоя и 20—30° для двухволнового слоя).

Расчет трехслойного обтекателя начинается с выбора материалов для среднего и поверхностных слоев. Затем выбирается толщина поверхностных слоев $d_п$ и по формуле (225) определяется электрическая толщина $d_{п\varepsilon}$. После этого из графиков на рис. 78—82 определяется электрическая толщина среднего слоя $d_{c\varepsilon o}$, а по формуле (227) находится его геометрическая толщина. Суммарная толщина обтекателя находится по формуле (228). Затем определяется допуск на изготовление среднего слоя обтекателя, исходя из принимаемого допустимого коэффициента отражения $\Gamma_м$.

Пример. Рассчитаем трехслойный обтекатель для нормального падения, работающий на длине волны 10 *см*. Для поверхностных слоев выбираем стеклотекстолит $\varepsilon_п = 4\varepsilon_0$ и $\mathrm{tg}\,\delta = 10^{-3}$, для среднего слоя — пенополистирол $\varepsilon_c = 1{,}1\ \varepsilon_0$ и $\mathrm{tg}\,\delta = 10^{-4}$. Допустимый коэффициент отражения от обтекателя $\Gamma_м$ принимаем равным 0,0025, что соответствует $K_{с.\ в}$, равному 1,1. Выбираем из конструктивных соображений $d_п = 2{,}5$ *мм*. Тогда по формуле (225) $d_{п\varepsilon} = 0{,}05$. Оптимальную электрическую толщину среднего слоя определим из рис. 81: $d_{c\varepsilon o} = 0{,}205$. Геометрическую толщину среднего слоя определяем по формуле (227): $d_{co} = 19{,}6$ *мм*. Суммарная толщина обтекателя будет равна $d = 24{,}6$ *мм*.

Определим допуск на толщину среднего слоя обтекателя. Из табл. 9 находим, что для $\varepsilon_п = 4\varepsilon_0$, $\varepsilon_c = 1{,}1\varepsilon_0$ и $d_{п\varepsilon} = 0{,}05$, коэффициент отражения $r = 0{,}164$. После этого из графика на рис. 83 определяем, что при заданном коэффициенте отражения $\Gamma_м = 0{,}0025$ допуск на электрическую толщину среднего слоя $\Delta d_{c\varepsilon o} = 0{,}025$. Геометрический допуск Δd_{co}, определяемый по формуле (229), оказывается равным $\pm\ 1{,}25$ *мм*.

При наклонном падении волны величина коэффициента отражения по мощности $\Gamma_м$ будет зависеть, кроме того, от угла падения θ и вида поляризации. Обтекатель будет неотражающим лишь для одного значения угла падения волны. Определение неотражающей

электрической толщины среднего слоя обтекателя можно произвести по следующей формуле:

$$d^{\theta}_{c\varepsilon o} = \kappa\pi - \operatorname{arc\,tg} \frac{2\left(\varepsilon_{п}' - 1\right)\sqrt{\varepsilon_{п}'\varepsilon_{c}'}\sin 2\varphi_{п\varepsilon}}{\left(\varepsilon_{п}' - 1\right)\left(\varepsilon_{п}' + \varepsilon_{c}'\right)\cos 2\varphi_{п\varepsilon} + \left(\varepsilon_{c}' - \varepsilon_{п}'\right)\left(\varepsilon_{п}' + 1\right)}, \quad (230)$$

где к — целое число, определяющее порядок среднего слоя (для слоя нулевого порядка k = 0);

$\varepsilon_{п}'$, ε_{c}' — эффективные диэлектрические проницаемости при наклонном падении для поверхностного и среднего слоев;

$\varphi_{п\varepsilon}$ — угол, соответствующий электрической толщине поверхностного слоя.

Эффективные диэлектрические проницаемости определяются: для перпендикулярной поляризации по формуле

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0} = 1 + \frac{\dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1}{\cos^2\theta}; \quad (231)$$

для параллельной поляризации по формуле

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon_0} = \frac{\left(\dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)^2}{1 + \dfrac{\dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1}{\cos^2\theta}}, \quad (232)$$

где θ — угол падения, отсчитываемый от нормали к поверхности обтекателя.

Фазовый угол $\varphi_{п\varepsilon}$ определяется по формуле

$$\varphi_{п\varepsilon} = 2\pi d^{\theta}_{п\varepsilon} = 2\pi\frac{d_{п}}{\lambda}\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}. \quad (233)$$

Вышеприведенные формулы справедливы для трехслойных обтекателей первого типа (с поверхностными слоями с большим значением ε). Ограничением в применении обтекателей этого типа является незначительная толщина поверхностных слоев, что может привести к недостаточной прочности всего обтекателя, особенно на коротковолновом участке сантиметрового диапазона. В этом случае целесообразнее конструировать трехслойные обтекатели второго типа — с поверхностными слоями толщиной $\frac{\lambda_{\varepsilon}}{4}$ из диэлектрика с малым ε. В таком обтекателе толщина среднего слоя является произвольной величиной.

Влияние обтекателей на работу радиолокатора. Влияние обтекателей проявляется в воздействии на приемопередатчик станции,

уменьшении к. п. д. высокочастотного тракта и изменении параметров антенны.

При сильных отражениях от обтекателя отраженная энергия, попадая через высокочастотный тракт к передатчику, может несколько изменить рабочую частоту магнетрона. При вращении антенны или ее облучателя, находящихся внутри обтекателя, могут возникать быстро меняющиеся по фазе и амплитуде отражения, что может привести к нарушению работы автоматической подстройки частоты. В тех станциях, где установлены ферритовые вентили, влияния антенны на передатчик практически не наблюдается. Возникающие при наличии обтекателя отражения высокочастотной энергии приводят также к уменьшению $K_{б.в.}$ тракта, что уменьшает его к. п. д. Влияние обтекателей на антенну проявляется в изменении ее коэффициента усиления, диаграммы направленности и уровня боковых лепестков. Приближенно коэффициент усиления антенны с обтекателем может быть определен по простой формуле

$$\varepsilon_{A.O} \simeq \varepsilon_A(1 - \Gamma_м), \tag{234}$$

где $\varepsilon_{A.O}$ — коэффициент усиления антенны с обтекателем;

ε_A — тот же коэффициент без обтекателя.

Точное определение величины $\varepsilon_{A.O}$ возможно путем эксперимента, так как, кроме отражения от обтекателя, на коэффициент усиления влияют (в меньшей степени) фазовые искажения, вызванные обтекателем, что приводит к изменению характера распределения энергии в раскрыве антенны, т. е. к изменению коэффициента использования поверхности антенны и коэффициента усиления. Фазовые искажения приводят также и к увеличению уровня боковых лепестков. Наиболее значительную деформацию претерпевает диаграмма направленности антенны при несимметричном расположении обтекателя относительно ее оси. При этом может наблюдаться отклонение электрической оси антенны от ее оптической оси, появление новых боковых лепестков и расширение основного лепестка диаграммы направленности.

§ 13. Сканирование диаграммы направленности

Для обнаружения и сопровождения целей необходимо осуществлять обзор пространства вокруг радиолокационной станции, который производится перемещением по определенной траектории диаграммы направленности антенны РЛС. Под обзором пространства понимается плавное перемещение диаграммы направленности. Наиболее распространенными видами обзора являются круговой, секторный, винтовой и конический. Обычно такие виды обзора совершаются со сравнительно небольшой скоростью и осуществляются перемещением всей антенны. Однако зачастую необходим

быстрый обзор ограниченной части пространства, который, как правило, должен совмещаться с плавным обзором. Для осуществления скоростного обзора пространства необходимо применить сканирование, т. е. быстрое движение диаграммы направленности, совершаемое по определенному закону.

Одной из распространенных траекторий движения диаграммы направленности при сканировании является движение по пилообразной кривой. Так как такое сканирование совершается с большой скоростью, оно, как правило, не может совершаться при помощи перемещения всей антенны, а должно производиться особыми методами управления диаграммой направленности. Рассмотрим некоторые способы сканирования.

Сканирование в линейных антеннах. Ранее было показано, что, изменяя сдвиг фаз между токами соседних излучателей, можно управлять положением максимума диаграммы направленности решетки излучателей. Таким образом, переменное по фазе несинфазное питание излучателей является одним из способов сканирования.

Используя этот метод, можно получить сканирование диаграммы направленности и в волноводнощелевых антеннах, рассмотренных в § 9 настоящей главы. Для осуществления сканирования в таких антеннах (рис. 84, *а* и *б*) необходимо изменять фазы возбуждения соседних щелей. Этого можно достигнуть изменением отношения длины волны в свободном пространстве к длине волны в волноводе, что вытекает из формулы (21).

Для волноводной щелевой антенны со щелями, смещенными относительно осевой волновода, несинфазность питания между соседними щелями, расположенными в линию (рис. 84, *а*),

$$\psi = 2\pi \frac{d}{\lambda_{во} + \Delta\lambda_в}; \qquad (235)$$

для волновода со щелями, расположенными в шахматном порядке (рис. 84, *б*),

$$\psi = 2\pi \frac{d}{\lambda_{во} + \Delta\lambda_в} + \pi, \qquad (236)$$

где $\lambda_{во}$ — длина волны в волноводе, при которой достигается синфазное питание щелей;

$\Delta\lambda_в$ — изменение длины волны в волноводе, производимое с целью сканирования диаграммы направленности;

d — расстояние между соседними щелями.

Так как для волновода (рис. 84, *а*) $d = \lambda_{во}$, а для волновода (рис. 84, *б*) $d = \frac{\lambda_{во}}{2}$, формулы (235) и (236) можно соответственно записать

$$\psi = 2\pi \frac{d}{d + \Delta\lambda_в} \tag{237}$$

и

$$\psi = 2\pi \frac{d}{2d + \Delta\lambda_в} + \pi. \tag{238}$$

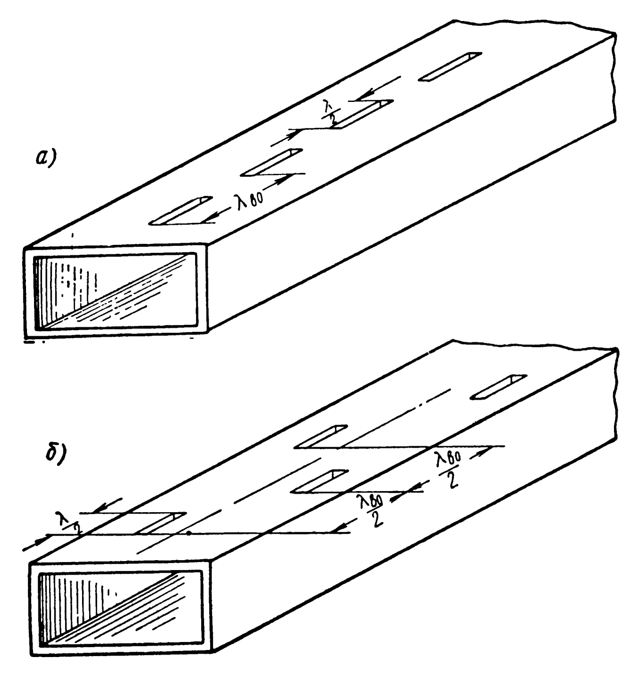


Рис. 84. Щелевая волноводная антенна: *а* — линейное расположение излучателей; *б* — расположение излучателей в шахматном порядке

Формулу (21) для этих двух случаев можно записать учитывая, что $d_e = 2\pi \frac{d}{\lambda}$,

$$\theta_{н.п} = \arcsin \frac{\lambda}{d + \Delta\lambda_в} \tag{239}$$

и

$$\theta_{н.п} = \arcsin \left(\frac{\lambda}{2d + \Delta\lambda_в} + \frac{\lambda}{2d} \right). \tag{240}$$

При сканировании за счет изменения длины волны в волноводе применяют один из следующих способов.

1. Изменение частоты. В этом случае приращение длины волны в волноводе $\Delta\lambda_в$ определится как частная производная $\frac{\partial\lambda_в}{\partial\lambda}\Delta\lambda$, т. е.

$$\Delta\lambda_в = \frac{\varepsilon'}{\left[\varepsilon' - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}}\Delta\lambda, \tag{241}$$

где $\Delta\lambda$ — приращение длины волны в свободном пространстве;
ε' — относительная диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей волновод;
a — размер широкой стенки волновода.

2. Изменение диэлектрической проницаемости среды, заполняющей волновод. Это можно реализовать, например, при помощи погружаемой в волновод диэлектрической пластины. Приращение длины волны в волноводе можно определить по формуле

$$\Delta\lambda_в = -\frac{\lambda_{в0}}{2}\frac{1}{\varepsilon' - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}\Delta\varepsilon', \tag{242}$$

где $\Delta\varepsilon'$ — приращение диэлектрической проницаемости за счет ввода пластины в волновод.

Для численного определения величины $\Delta\varepsilon'$ необходимо решать задачу частичного заполнения волновода диэлектриком. Эта задача решена Л. Левиным [8] для случая частичного заполнения волновода диэлектриком по широкой стенке и полного заполнения по узкой стенке. Можно так же определить $\Delta\lambda_в$, как функцию $\Delta\varepsilon'$, экспериментальным путем, измеряя увеличение электрической длины при вводе пластины в волновод, который здесь можно рассматривать как фазовращатель.

3. Изменение большего размера волновода. При этом способе должна перемещаться узкая стенка волновода. Приращение $\Delta\lambda_в$ в этом случае будет определяться формулой

$$\Delta\lambda_в = -\left(\frac{\lambda}{4a}\right)^3\Delta a, \tag{243}$$

где a — изменение большего размера волновода.

Сканирование в зеркальных антеннах. Сканирование в параболических антеннах можно производить путем выноса облучателя из точки фокуса в плоскости, перпендикулярной оси параболоида (рис. 85). Сущность такого сканирования заключается в наклоне синфазной плоскости при выносе облучателя.

На рис. 85 показано, что положению облучателя в фокусе параболоида соответствует синфазная плоскость *а—а*, вынесенному положению облучателя соответствует плоскость *б—б*. При строгом рассмотрении задачи следует учитывать, что плоскость *б—б* является поверхностью с определенным радиусом кривизны. Это обстоятельство вызывает появление фазовых ошибок в раскрыве антенны, что ведет к расширению основного лепестка, увеличению боковых лепестков и уменьшению коэффициента направленного действия. При таком способе сканирования максимум диаграммы направленности антенны отклоняется в сторону, противоположную направлению выноса облучателя.

Угол сканирования $\theta_{ск}$ можно подсчитать по эмпирической формуле

$$\theta_{ск} \simeq \arc \sin \frac{\alpha}{1 + \frac{\beta^2}{32}}, \qquad (244)$$

где α — отношение величины выноса облучателя h к фокусному расстоянию f;

β — отношение величины раскрыва D к фокусному расстоянию f.

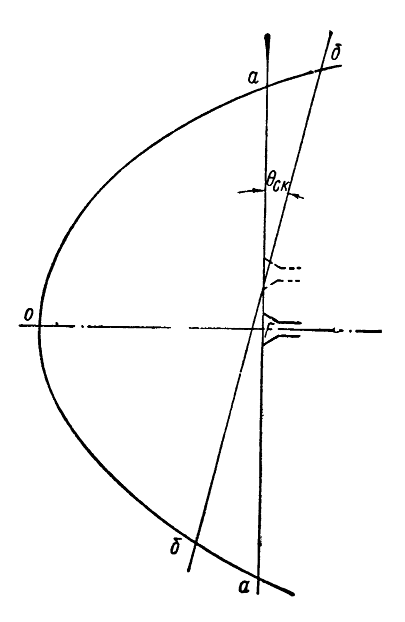


Рис. 85. Сканирование при помощи выноса облучателя

Из этой формулы, применимой для углов $\theta_{ск} \leqslant \pm 10°$, следует, что угол сканирования прямо пропорционален относительной величине выноса облучателя $\frac{h}{f}$, обратно пропорционален относительному раскрыву антенны $\frac{D}{f}$ и не зависит от длины волны.

Конструктивно смещение облучателя из фокуса может осуществляться несколькими способами. На рис. 86—88 показаны некоторые из них. В антенне на рис. 86 смещение облучателя производится путем вращения головки — волноводного креста. В антенне на рис. 87 облучатель вращается эксцентрично, что обеспечивает коническое сканирование в определенном телесном угле пространства. На рис. 88 изображена схема параболической антенны с четырьмя неподвижными облучателями *1*, *2*, *3* и *4*, энергия к которым подается поочередно при помощи ферритового циркулятора *5*; при этом можно получить весьма быстрое сканирование диаграммы направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Сканирование в сферических антеннах может быть реализовано путем перемещения облучателя по дуге, концентричной дуге отражателя.

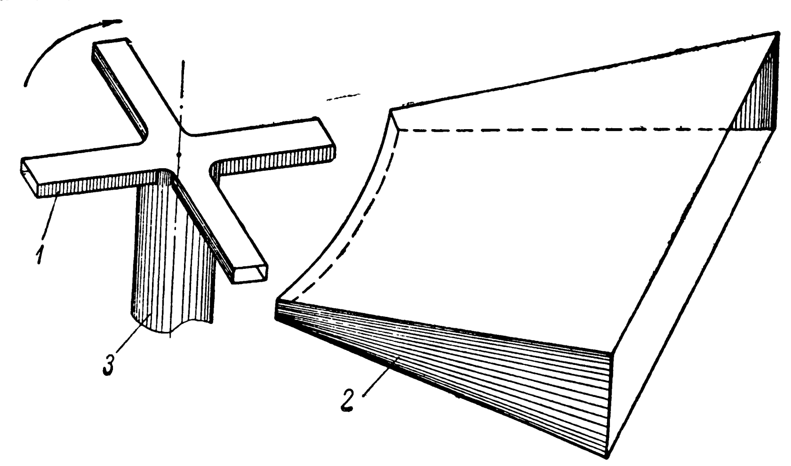


Рис. 86. Сканирование при помощи вращающейся волноводной головки.
1 — сканирующее устройство; 2 — облучающий рупор; 3 — волновод

Перемещение диаграммы направленности при сканировании. При проектировании сканирующих устройств необходимо обеспечивать отсутствие пропусков целей при обзоре. Для этого следует выбирать определенную скорость сканирования в зависимости от скорости вращения антенны, ширины диаграммы направленности антенны и угла сканирования. Рассмотрим один из наиболее широко применяемых видов сканирования — пилообразное перемещение диаграммы направленности. Такой обзор пространства получается при сочетании горизонтального движения антенны (вращение в горизонтальной плоскости) и вертикального сканирования. На рис. 89 показаны положения диаграммы направленности антенны в среднем и крайних моментах сканирования. Сечение диаграммы направленности по уровню половинной мощности условно принято прямоугольным. Очевидно, что для исключения пропусков целей время перемещения диаграммы направленности из одного крайнего вертикального положения в дру-

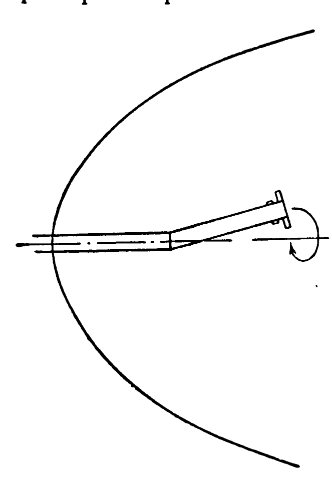


Рис. 87. Коническое сканирование

гое не должно превышать времени прохождения антенной собственной диаграммы направленности $\theta_г$ при вращении антенны. Это время определяется по формуле

$$t_{\theta г}=\frac{\theta_г^{\circ}}{6n}\geqslant t_{ск}, \qquad (245)$$

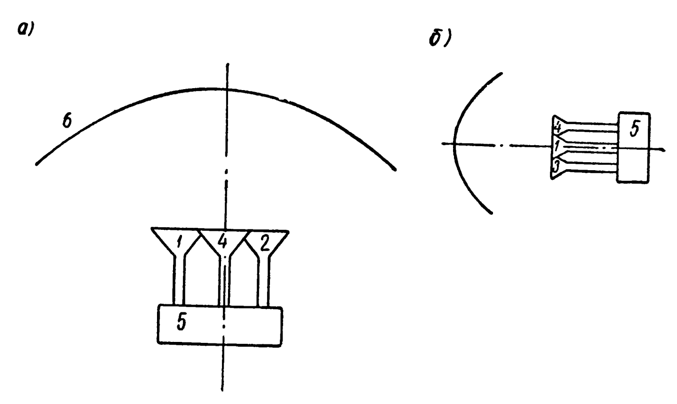


Рис. 88. Сканирование в вертикальной и горизонтальной плоскостях при помощи четырех неподвижных облучателей: *а* — вид сверху; *б* — вид сбоку.

1—4 — облучатели; *5* — ферритовый циркулятор; *6* — отражатель

где n — скорость вращения антенны, об/мин;

$t_{ск}$ — время сканирования.

Угол сканирования $\theta_{ск}$ можно выразить через ширину диаграммы направленности в вертикальной плоскости, записав

$$\theta_{ск}=2z\theta_в, \qquad (246)$$

где z — число диаграмм направленности, на которое отклоняется центр диаграммы от среднего положения.

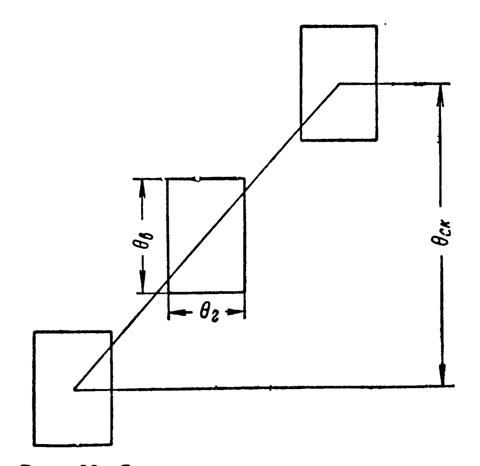


Рис. 89. Схема перемещения диаграммы направленности при сканировании

Из формул (245) и (246) можно определить скорость сканирования

$$v_{ск}=\frac{\theta_{ск}}{t_{ск}}\geqslant 12zn\frac{\theta_в^{\circ}}{\theta_г^{\circ}} \text{ град/сек.} \qquad (247)$$

Например, при сканировании на $\pm$ 2 диаграммы направленности (z = 2), скорости вращения антенны n = 5 об/мин, ширине диа-

граммы направленности в горизонтальной плоскости 1°30′ и в вертикальной плоскости 4^c время сканирования будет равно 0,05 сек., а скорость сканирования 320 град/сек.

При сканировании уменьшается количество импульсов передатчика, облучающих цель. Это количество импульсов можно определить по формуле

$$N = Ft_{\theta_г} \frac{\theta_в}{\theta_{ск}}, \tag{248}$$

где F — число импульсов в секунду передатчика станции.

С учетом формулы (245) и (246) формулу (248) можно записать

$$N = \frac{F\theta_г^\circ}{12zn}. \tag{249}$$

§ 14. Проектирование антенн судовых РЛС

Общие требования, предъявляемые к антеннам судовых РЛС. Конструкции антенн судовых станций значительно отличаются от конструкций антенн наземных и самолетных станций. Это отличие обусловливают следующие факторы.

1. Назначение станций. Одной из главных задач судовых РЛС является обеспечение дальней и ближней навигации, что выполняется станциями, работающими в основном в сантиметровом диапазоне и на коротковолновом участке дециметрового диапазона.

2. Место установки антенн. Как правило, для обеспечения наибольшей дальности действия станции антенны судовых РЛС устанавливаются на мачтах, реже — на крышах надстроек. Это обстоятельство ведет к применению водозащищенных конструкций. Судовые антенны должны иметь прочное основание, обеспечивающее работу антенны в условиях качки и штормового ветра. Антенна не должна обладать большой парусностью. Серьезным вопросом при конструировании судовых антенн является предотвращение образования обледенения антенны или удаление ледяного покрова.

Из специфики работы судовых станций вытекают особые требования, которые предъявляются к антеннам таких станций. Их можно разделить на требования в области основных параметров антенны, в области конструкции антенны и требования к размещению антенны на судне.

При проектировании антенны должны быть определены следующие ее основные параметры: ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости, ширина диаграммы направленности в вертикальной плоскости, уровень боковых лепестков в горизонтальной плоскости, коэффициент усиления антенны, вид поляризации, способ обзора пространства, скорость вращения антенны.

Некоторые из этих параметров выбираются в зависимости от схемы построения всей станции и связаны с рядом других параметров станции. Так, например, ширина диаграммы направленности в горизонтальной плоскости определяет разрешающую способность станции и точность определения координат цели по углу, а способ обзора пространства связан с выбором типа индикаторов станции.

Рассмотрим выбор параметров антенн для судовых РЛС. Ширину диаграммы направленности в горизонтальной плоскости $\theta_г$ следует выбирать по формуле

$$\theta_г \leqslant 2\alpha, \tag{250}$$

где α — заданная разрешающая способность по углу.

Ширина диаграммы направленности в вертикальной плоскости выбирается в зависимости от назначения станции, при этом учитывается влияние качки судна. В некоторых случаях для уменьшения влияния качки применяется стабилизация антенны.

Уровень боковых лепестков в горизонтальной плоскости должен быть незначительным, так как в противном случае возможно появление отметок от цели под ложными углами. Ложные отметки могут появляться на малых дистанциях, так как мощность, излучаемая по боковым лепесткам, невелика. Обычно она составляет 0,5—2% от мощности в направлении оси главного лепестка антенны. Из этого следует, что раздельное облучение главным и боковыми лепестками может произойти лишь при достаточно малой угловой протяженности цели и на достаточном ее удалении. На малых дистанциях цель, видимая под значительным углом (например, большое судно, идущее параллельным курсом), будет облучена как главным, так и боковыми лепестками антенны.

Таким образом, при решении вопроса о выборе уровня боковых лепестков следует ориентировочно определить угловое положение первых боковых лепестков антенны; решить радиолокационное уравнение дальности для выбранного объекта относительно излучаемой по боковому лепестку мощности, задаваясь допустимым минимальным расстоянием обнаружения цели; определить уровень боковых лепестков, который будет соответствовать отношению двух мощностей: излучаемой по боковому лепестку антенны и полной излучаемой мощности.

При проектировании следует иметь в виду, что получение малых боковых лепестков ведет обычно (при постоянном коэффициенте усиления) к увеличению размеров антенны и расширению главного лепестка.

Коэффициент усиления антенны выбирается в связи с общим энергетическим балансом станции с учетом заданных (или допустимых) габаритов антенны и допустимого уровня боковых лепестков

При выборе вида поляризации следует учитывать характер распространения радиоволн над морской поверхностью для случаев вертикальной и горизонтальной поляризации. Эксперименты по-

казывают, что благодаря отражению от морской поверхности напряженность поля больше при горизонтальной поляризации, чем при вертикальной. Это различие сказывается тем больше, чем значительнее угол падения луча антенны на морскую поверхность.

В некоторых станциях применяется круговая поляризация, при которой значительно уменьшаются отражения от морских волн.

Выбирая способ обзора пространства, следует исходить из назначения станции. В навигационных станциях для получения изображения на индикаторе кругового обзора необходимо применять круговое вращение антенны и движение ее в любом секторе (секторный обзор). В станциях, где требуется получение точных координат объекта по углу места или азимуту, может использоваться метод равносигнальной зоны. В тех станциях, где применяются индикаторы типа В (азимут — расстояние) или С (азимут — угол места), необходимо осуществлять быстрое развертывание (сканирование) луча в пространстве по азимуту или по азимуту и углу места. В некоторых станциях применяются также и другие виды развертывания луча (спиральное, коническое и др.).

Скорость вращения антенны выбирается исходя из нескольких соображений. Главными из них являются: время обзора пространства; количество отраженных от цели импульсов, принимаемое антенной за время прохождения угла, равного ее диаграмме направленности; вероятность обнаружения объекта при кратковременной и длительной работе; конструктивные особенности антенны, механическая прочность, вибрация, резонансные явления и т. п.; мощность привода. Некоторые из этих требований являются противоречивыми. Например, при сокращении времени обзора пространства уменьшается количество принятых от объектов отраженных импульсов и снижается вероятность обнаружения слабо отражающих объектов. Следующая формула связывает скорость вращения антенны и число принимаемых импульсов, отраженных от цели,

$$n = \frac{F\theta_г}{6N}, \qquad (251)$$

где N — число принимаемых импульсов;
n — скорость вращения антенны, об/мин;
F — частота следования импульсов передатчика, *имп/сек*;
$\theta_г$ — ширина диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости.

При конструировании антенн для судовых РЛС следует обращать внимание на следующие вопросы.

Компоновка частей антенны должна обеспечивать наименьшие габариты устройства.

Прочность антенны и соединений отдельных ее частей между собой должна быть достаточной для выдерживания нагрузок и вибраций, задаваемых техническими требованиями. При этом нужно

учитывать ветровую нагрузку, а также напряжения, возникающие при движении и качке судна.

Должны быть выполнены требования, относящиеся к весу антенного устройства.

Двигатель вращения антенны должен обеспечивать равномерное вращение антенны. Следует учитывать напряжение на зубчатых колесах редуктора, обычно устанавливаемого в приводе антенны. При этом необходимо обратить внимание, в особенности для сплошных зеркальных антенн, на учет ветровой нагрузки на отражатель: мощность двигателя (с учетом редукции) должна быть таковой, чтобы момент вращения на выходном валу редуктора превышал приложенный к этому валу момент, возникающий вследствие действия ураганного ветра на отражатель антенны.

Выполнение соединений в антенне должно обеспечивать водо- и брызгозащищенность узлов и механизмов, находящихся внутри корпуса.

Должны быть предусмотрены меры по поддержанию внутренней поверхности волноводов в антенне (так же, как и во всем волноводном тракте) в сухом состоянии. Для этого можно применять следующие способы: осушку при помощи дегидратора, установку электрического подогрева внутри корпуса антенны, установку влагопоглощающих элементов. Иногда целесообразно применять установку герметизированных волноводных секций.

Должны быть предусмотрены меры по недопущению образования слоя льда на активных поверхностях облучателей, отражателей, вибраторов и т. п. Для этой цели могут применяться: электроподогрев отдельных частей антенны, гидрофобные покрытия, специальная вибрация антенн и тому подобные средства. Следует отметить, что полного и удовлетворительного решения этой трудной задачи пока нет.

Все части антенны должны быть защищены от коррозии в условиях морской атмосферы. Так как в судовых антеннах условия для образования коррозии наиболее благоприятные, антикоррозийным покрытием следует уделять особое внимание.

При размещении антенны радиолокационной станции на судне должны быть соблюдены следующие условия: обзор пространства должен быть по возможности не затенен мачтами, снастями, надстройками и пр.; расположение антенн нескольких РЛС должно исключать взаимные помехи; в радиусе обметания антенны не должно находиться никаких предметов (леера, поручни, снасти и т. п.).

Конструкции антенн судовых РЛС. В основу конструирования антенн должно быть положено выбранное схемное решение антенного устройства и условия его размещения на судне. На рис. 90 приведена схема антенного устройства РЛС «Нептун»,— навигационной станции, устанавливаемой на судах водоизмещением не менее 600 *т*. В этой антенне моторно-сельсинная часть антенного

устройства сосредоточена в основании. В низу основания имеется фланец для крепления антенного устройства. В верху основания расположен вращающийся переход. На верхней (вращающейся) части перехода закреплены щелевой облучатель и плата в виде кронштейна, на которой устанавливается отражатель.

Подобная компоновка узлов антенного устройства характерна для многих станций, ведущих круговой обзор пространства. Для

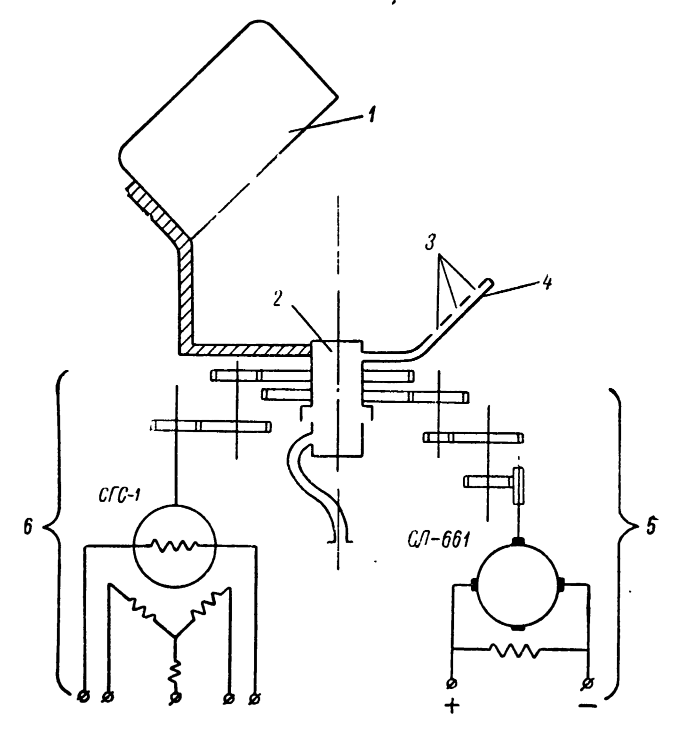


Рис. 90. Схема антенны РЛС «Нептун»

1 — отражатель; *2* — вращающийся переход; *3* — щели облучателя; *4* — облучатель; *5* — привод антенны; *6* — синхронная передача к индикатору

уменьшения напряжений, возникающих при вибрации антенны (при транспортировке, вибрации корпуса судна и т. п.) все устройство обычно крепится на амортизаторах. Выбор типа амортизатора зависит от веса антенного устройства. Так, широко распространенные амортизаторы АКСС и АМ выдерживают нагрузку до 120 *кг* на каждый амортизатор.

Основание антенного устройства выполняется водозащищенным. Под этим термином понимается способность аппаратуры сохранять работоспособность после пребывания в воде. Для обеспече-

ния доступа к элементам схемы, расположенным внутри основания, на его боковых стенках обычно имеются съемные окна.

Конструкция отражателя антенны выбирается в зависимости от длины волны и назначения станции. Наиболее широко применяются параболические отражатели со сплошной поверхностью и отражатели решетчатого типа. Отражатель со сплошной поверхностью может быть спроектирован в виде каркасной конструкции, обшитой листовым материалом, или в виде литой конструкции. Крепление металлического листа к каркасу может производиться либо сваркой, либо при помощи винтов с потайной головкой.

Решетчатые отражатели могут быть выполнены в виде сварной конструкции из трубок, металлической сетки, приваренной к каркасу, перфорированного металлического листа и т. п.

Применение отражателей решетчатой конструкции уменьшает аэродинамическую нагрузку, действующую на отражатель. Эта нагрузка может быть подсчитана по формуле

$$P = c_x \rho \frac{v^2}{2} S, \qquad (252)$$

где P — нагрузка на отражатель;

c_x — аэродинамический коэффициент;

ρ — плотность воздуха;

v — сумма векторов скорости ветра и судна;

S — площадь поперечного сечения отражателя.

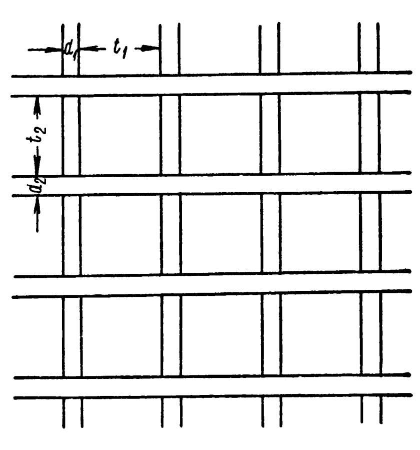


Рис. 91. Сетка отражателя

Коэффициент c_x для сетчатого отражателя может быть подсчитан по следующей формуле:

$$c_x = 1{,}2\left(\frac{1}{\frac{t_1}{d_1}} + \frac{1}{\frac{t_2}{d_2}} - \frac{1}{\frac{t_1}{d_1}\,\frac{t_2}{d_2}}\right), \qquad (253)$$

где обозначения t_1, d_1, t_2, d_2 ясны из рис. 91.

На рис. 92 приведена кривая зависимости прохождения энергии сквозь плоскую сетку (при нормальном падении энергии) от параметра $\frac{t_1}{d_1}$ при различных величинах $\frac{t_1}{\lambda}$. Здесь шаг t_1 соответствует расстоянию между проводниками, параллельными вектору E облучающего электрического поля. На этом же рисунке нанесена кривая зависимости коэффициента c_x от того же параметра

$\frac{t_1}{d_1}$ (для сетки с равносторонними ячейками). Кривая $c_x = f\left(\frac{t_1}{d_1}\right)$ подсчитана по формуле (253). Эта кривая может быть получена экспериментально путем продувки моделей отражателей в аэродинамической трубе. При этом может быть учтено так же и влияние поддерживающего отражатель каркаса.

Как видно из рис. 92, условия малого прохождения энергии T и малого аэродинамического коэффициента c_x взаимно противоре-

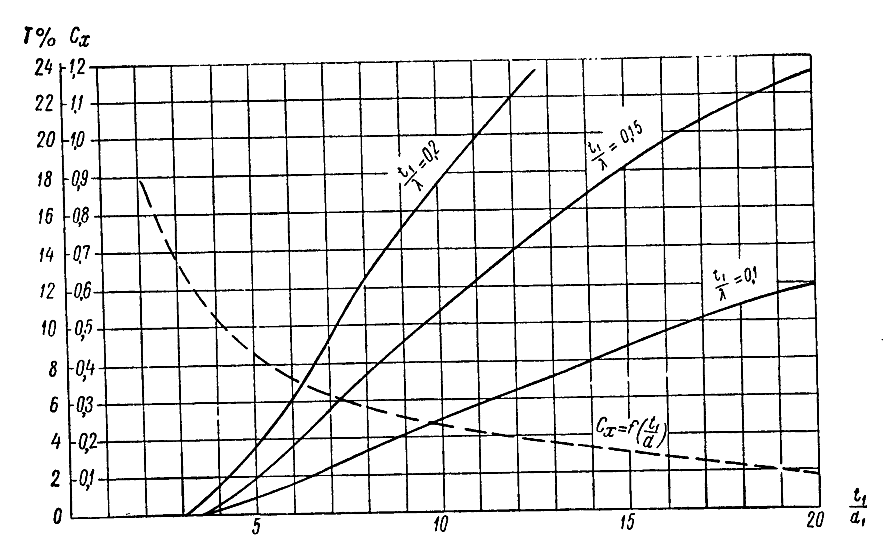


Рис. 92. Зависимость коэффициента прохождения энергии и аэродинамического коэффициента плоского сетчатого отражателя от относительного шага сетки

чивы и выбор элементов сетчатого отражателя должен производиться с учетом важности влияния обеих величин — T и c_x — на работу станции в целом.

Для параболического отражателя шаг элементов сетки t_1 и t_2 в проекции на плоскость, нормальную обдуву, будет неравномерным: к периферии отражателя шаг будет уменьшаться. Это приведет к увеличению коэффициента c_x. Поэтому для параболических сетчатых отражателей может быть введено понятие среднего по раскрыву отражателя шага $t_{ср}$, который будет тем меньше, чем меньше отношение $\frac{f}{D}$ (f — фокусное расстояние параболы отражателя; D — раскрыв отражателя). Значение коэффициента усреднения γ, равного отношению $\frac{t_{ср}}{t}$, в зависимости от отношения $\frac{f}{D}$

приведено на рис. 93. Таким образом, для параболических сетчатых отражателей формула (253) может быть представлена в виде

$$c_x = 1{,}2\left(\frac{1}{\gamma\frac{t_1}{d_1}} + \frac{1}{\gamma\frac{t_2}{d_2}} - \frac{1}{\gamma^2\frac{t_1}{d_1}\frac{t_2}{d_2}}\right). \qquad (254)$$

При конструировании отражателей следует особое внимание уделить проблеме создания жесткой конструкции, для чего должен быть произведен расчет конструкции отражателя на прочность и выбрана система ребер жесткости. Обычно отражатель крепится болтами к специальному основанию. Для возможности изменения положения отражателя относительно облучателя, производимого при настройке антенны, крепящие болты часто делают овальными. Необходимо также предусмотреть отверстия под штифты, которыми будет фиксироваться окончательное положение отражателя после настройки.

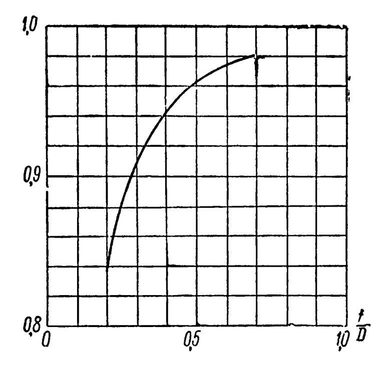


Рис. 93. Кривая зависимости коэффициента усреднения γ от отношения $\frac{f}{D}$

Весьма существенным вопросом проектирования антенных устройств является выбор материала для различных частей антенны. Антенны судовых РЛС работают, как правило, в условиях активной коррозийной среды (большая влажность воздуха, горячие газы дымовых труб). Поэтому выбор материалов для антенн ограничивается металлами и сплавами с высокой степенью антикоррозийности. В настоящее время основными конструктивными анти-

Таблица 10

Свойства некоторых материалов

Свойства	Материал		
	ЛК-80	нержавеющая сталь 2Х18Н9	титан
Удельный вес	8,6	7,9	4,5
Предел прочности, *кг/мм²*	25—30	60—75	45—70
Удельная ударная вязкость, *кг/см/см²*	—	—	500—1000
Относительное удлинение, %	10—15	45—55	15—25
Модуль упругости, *кг/мм²*	~10 000	20 000	~10 000
Удельная прочность	2,85—3	7,6—9,5	10—15,6
Коррозионная стойкость в морской воде (по десятибальной шкале)	Высокая	1—3	1—2

коррозийными материалами являются: латунь ЛК-80 (так называемая морская бронза), нержавеющая сталь (хромоникелевая и молибденовая) и титан. Некоторые свойства этих металлов приведены в табл. 10.

Как видно из таблицы, титан обладает большей удельной прочностью (величиной предела прочности, отнесенной к удельному весу), чем латунь и нержавеющая сталь. При выборе материала следует также учитывать его стоимость и технологичность конструкции.

В связи с развитием химии пластмасс появилась возможность применять в качестве высокоантикоррозийных конструкционных материалов сложные структуры в виде стеклопластиков. Одним из перспективных материалов является анизотропный материал СВАМ.

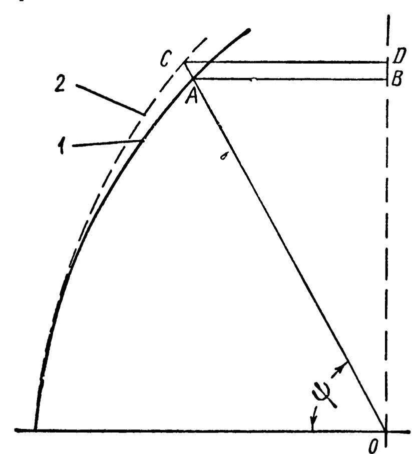


Рис. 94. Несинфазность поля при неправильном изготовлении отражателя

Влияние погрешностей изготовления на параметры зеркальных антенн. Неточность изготовления отражателя антенны ведет к расширению основного лепестка диаграммы направленности и увеличению боковых лепестков. При этом, естественно, падает усиление антенны. Такое явление происходит из-за получающейся при дефектах изготовления отражателя несинфазности поля в раскрыве антенны. Как видно из рис. 94, ход лучей из точки фокуса до отражателя и к фокальной плоскости в случае реального отражателя *2* (линия *OCD*) будет отличаться от пути лучей для идеально изготовленного отражателя *1* (линия *OAB*). Разность этих путей, выраженная в долях длины волны, будет мерой несинфазности поля в раскрыве отражателя. Если обозначить $OC—OA = \varepsilon$, то $OCD—OAB \simeq \simeq \varepsilon + \varepsilon \cos\psi$, т. е. разность фаз по этим двум путям составит $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\varepsilon(1+\cos\psi)$. Так как несинфазность поля в раскрыве отражателя не должна превышать $\frac{\pi}{4}$, то можно записать, что $\Delta\varphi \leqslant \frac{\pi}{4}$ или $\frac{2\pi}{\lambda}\varepsilon(1+\cos\psi) \leqslant \frac{\pi}{4}$. Тогда

$$\varepsilon \leqslant \frac{\lambda}{8(1+\cos\psi)}, \qquad (255)$$

где ε — допуск на изготовление поверхности отражателя.

Из этой формулы следует, что при малых углах ψ (в области пересечения поверхности параболоида фокальной осью) точность выполнения отражателя должна быть наибольшая $\left(\text{порядка } \frac{\lambda}{16}\right)$. К периферии эта величина может увеличиться до $\frac{\lambda}{8}$. Таким образом, требования к точности изготовления отражателей в антеннах с вынесенным облучателем могут быть по крайней мере в 1,5—2 раза меньше, чем при установке облучателя в центре раскрыва отражателя.

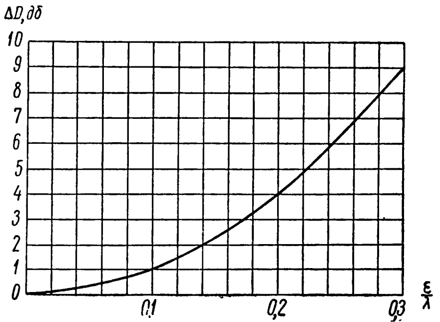


Рис. 95. Кривая зависимости уменьшения усиления антенны от относительного допуска на изготовление отражателя

Рассмотрим связь между величиной ε и коэффициентом направленного действия антенны. Можно предположить, что отклонение действительной поверхности отражателя от теоретической характеризуется допуском на изготовление ε. Любая элементарная площадка поверхности отражателя может быть заменена плоской площадкой, смещенной относительно ее теоретического положения и наклоненной относительно этого положения на какой-то малый угол. Это и приводит к изменению модуля и фазы вектора поля антенны, что сказывается, в частности, на уменьшении коэффициента направленного действия антенны. Так как погрешность в изготовлении поверхности антенны складывается из малых смещений элементарных площадок поверхности относительно теоретического положения, то поле такой антенны с какой-то степенью вероятности будет близко к теоретическому значению поля. Предполагая, что нахождение поверхности антенны в пределах допуска на изготовление ε можно гарантировать с вероятностью $p = 0{,}99$, в работе [16] показано, что в этом случае уменьшение коэффициента направленного действия антенны в децибелах за счет погрешности в изготовлении можно выразить формулой

$$\Delta D \approx -100\left(\frac{\varepsilon}{\lambda}\right)^2 \text{ дб}, \qquad (256)$$

где $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ — относительный допуск.

На рис. 95 представлена графическая зависимость ΔD от $\frac{\varepsilon}{\lambda}$.

Неточность изготовления поверхности антенны приводит к не-

возможности получения к. н. д. антенны выше некоторого определенного значения.

Рассмотрим влияние неточности изготовления антенны, выполненной в виде круглого параболоида, на параметры такой антенны. Теоретический коэффициент направленного действия такой антенны будет

$$D_0 = \frac{4\pi S k_{и.п}}{\lambda^2},$$

где S — площадь раскрыва антенны;
$k_{и.п}$ — коэффициент использования поверхности антенны;
λ — длина волны.

Для круглого параболоида $S = \frac{\pi d^2}{4}$, где d — диаметр параболоида.

Принимая коэффициент $k_{и.п}$ равным 0,5 (обычное практически достигаемое значение), можно записать $D_0 = 5\frac{d^2}{\lambda^2}$, или, обозначая относительный раскрыв антенны

$$\frac{d}{\lambda} = h, \tag{257}$$

получим

$$D_0 = 5h^2. \tag{258}$$

В децибелах коэффициент направленного действия антенны выразится

$$D_{одб} = 10 \lg D_0 = 7 + 20 \lg h^2. \tag{259}$$

Если обозначить

$$\frac{\varepsilon}{d} = 10^{-m}, \tag{260}$$

то показатель степени m будет характеризовать трудность изготовления отражателя антенны. Чем больше число m, тем труднее изготовить отражатель.

Используя формулы (257) и (260), формулу (256) можно записать

$$\Delta D_{дб} = \left(h \cdot 10^{1-m}\right)^2. \tag{261}$$

Тогда действительное усиление антенны будет

$$D_{дб} = D_{0дб} - \Delta D_{дб} = 7 + 20 \lg h - \left(h \cdot 10^{1-m}\right)^2. \tag{262}$$

На рис. 96 изображена кривая $D_{0дб} = f_1(h)$, построенная по формуле (259), а на рис. 97 — кривая $\Delta D_{дб} = f_2(h)$, построенная по формуле (261) для различных значений m. На рис. 98 приведен график зависимости $D_{дб}$ от h для нескольких значений m. Из

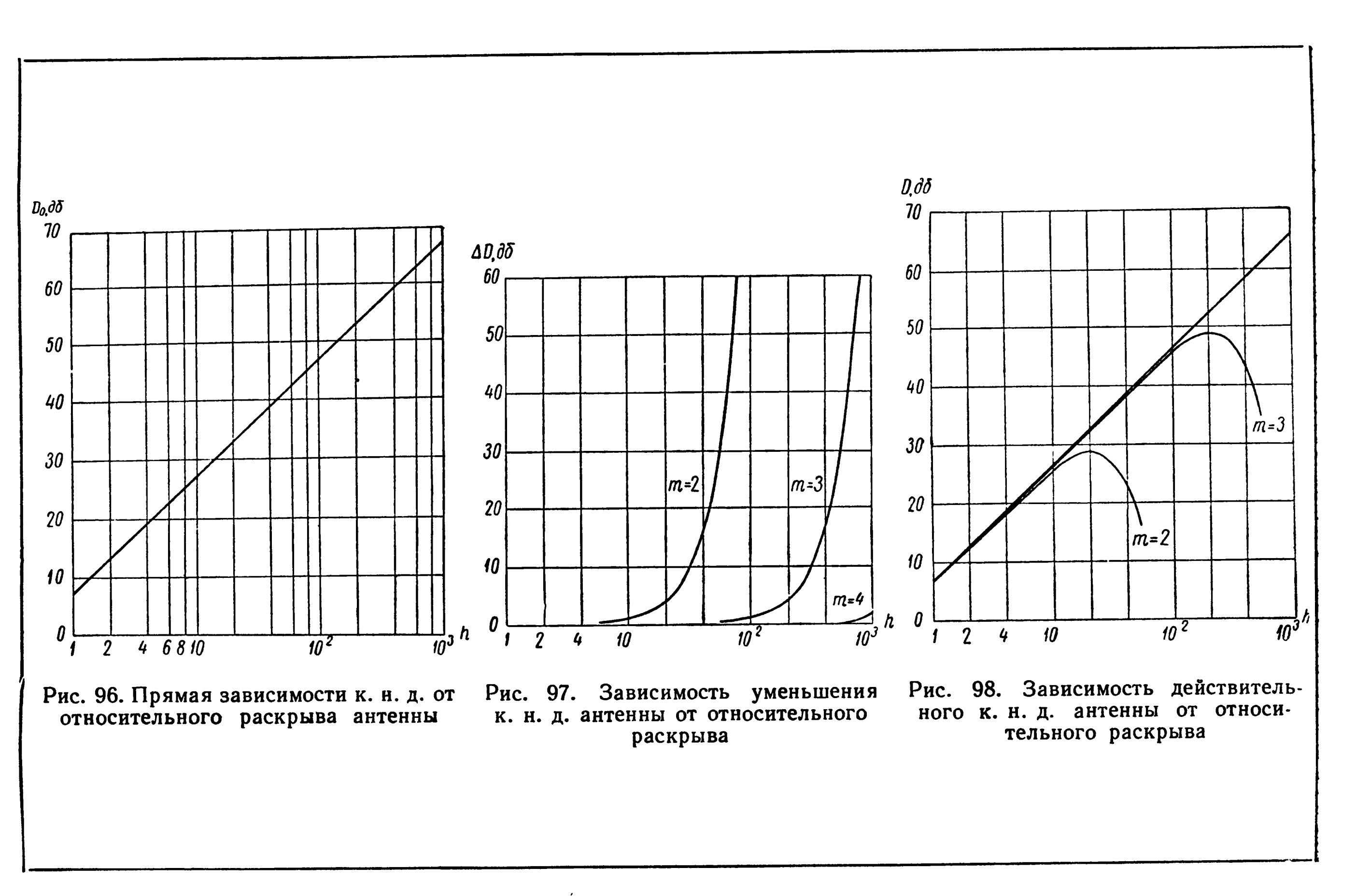


Рис. 96. Прямая зависимости к. н. д. от относительного раскрыва антенны

Рис. 97. Зависимость уменьшения к. н. д. антенны от относительного раскрыва

Рис. 98. Зависимость действительного к. н. д. антенны от относительного раскрыва

графика видно, что для каждого заданного значения m существует максимальное значение коэффициента направленного действия $D_{дб\,max}$.

Величину $D_{дб\,max}$ можно определить, продифференцировав выражение (262) по h. При этом получается оптимальное значение относительного раскрыва, т. е. такое значение h, увеличение которого уже не приводит к увеличению к. н. д. антенны

$$h_{опт} \simeq 2 \cdot 10^{m-1}. \qquad (263)$$

Подставляя значение $h_{опт}$ в формулу (262), можно найти величину максимального к. н. д. антенны

$$D_{дб\,max} = 11 + 20m. \qquad (264)$$

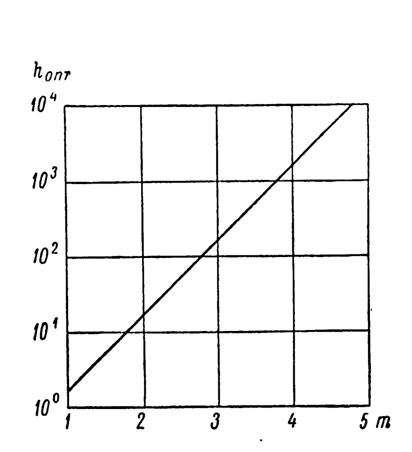


Рис. 99. Зависимость оптимального относительного раскрыва антенны от параметра m

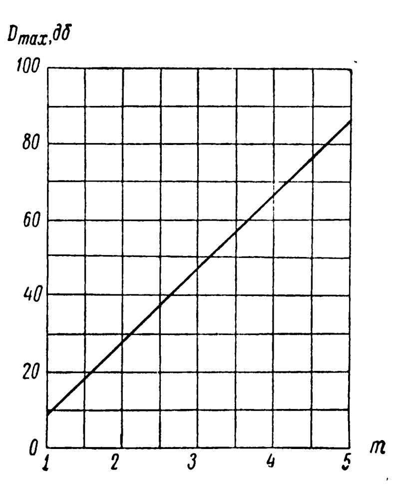


Рис. 100. Зависимость максимального усиления антенны от параметра m

Зависимость $h_{опт}$ от m изображена на рис. 99, а зависимость $D_{дб\,max}$ от m — на рис. 100.

Таким образом, по приведенным кривым можно определить уменьшение к. н. д. антенны из-за неточности изготовления поверхности отражателя, предельный к. н. д. антенны в зависимости от принятого допуска и максимальный относительный раскрыв антенны, увеличение которого уже не приводит к дальнейшему росту к. н. д. антенны.

На следующем примере показано влияние неточности изготовления на коэффициент направленного действия антенны. Какой выбрать допуск на изготовление отражателя параболической антенны диаметром 1 *м*, работающей на волне 3,2 *см*? По формуле (255) этот допуск должен быть порядка 3 *мм*. Из формул (257) и (260) можно определить величины h и m. Они будут соответственно

равны 31,3 и 2,5. При этом уменьшение к. н. д. антенны, определяемое по формуле (261), будет равно 1 *дб*. Тогда по формуле (262) можно определить к. н. д. антенны с принятым допуском на изготовление. Этот к. н. д. равен 36 *дб*. Формула (264) показывает, что максимально достижимый коэффициент направленного действия (при данном числе m) будет 39 *дб*, однако это может быть достигнуто лишь за счет увеличения числа h, т. е. путем увеличения диаметра параболоида. По формуле (263) $h_{опт}$ будет равно 63, т. е. диаметр антенны будет больше принятого вдвое. Дальнейшее увеличение раскрыва антенны уже не может привести к увеличению ее к. н. д. (конечно, при принятом допуске на изготовление ε).

§ 15. Антенные измерения

В этом разделе будут рассмотрены схемы, основные условия и техника антенных измерений. При проектировании антенных устройств в каждом случае необходимо производить исследование (а следовательно, и снятие) диаграммы направленности антенны, диаграммы направленности первичного излучателя, измерение коэффициента усиления и зачастую измерение поля в раскрыве антенны. Исследуется также согласование антенн (эти измерения в основном аналогичны измерениям согласования трактов). В этом параграфе рассматриваются только некоторые специфические особенности таких измерений.

Снятие диаграммы направленности антенны позволяет экспериментально определить правильность расчета антенны и соответствие ее параметров требуемым величинам. При этом определяется сама форма диаграммы направленности и некоторые наиболее важные величины, характеризующие излучающие свойства антенны: ширина диаграммы направленности в нужной плоскости, величина боковых лепестков, угловое положение максимумов основного лепестка, боковых лепестков и нулей диаграммы направленности. Исследуется также паразитная поляризация для антенн с линейной поляризацией и поляризационная характеристика антенн с эллиптической поляризацией. Кроме того, в специальных антеннах, где применяется сканирование луча или какое-либо управление лучом в пространстве, должны сниматься диаграммы направленности, соответствующие отклоненным положениям луча. Указанные выше параметры должны определяться в диапазоне частот.

Снятие диаграммы направленности антенн можно производить двумя методами: либо определением поля вокруг неподвижно установленной испытуемой антенны при помощи перемещающейся вокруг нее вспомогательной антенны; либо путем вращения испытуемой антенны вокруг своей оси, при этом вспомогательная антенна неподвижна. Оба метода с точки зрения получаемых данных являются идентичными, причем в обоих случаях исследуемая антенна может находиться как в передающем, так и в приемном

режиме. Последнее обстоятельство справедливо вследствие свойства обратимости антенн.

Выбор того или иного метода снятия диаграммы направленности и способа включения антенн зависит лишь от удобства измерений (веса и габаритов подвижной антенны и расстояния между исследуемой и вспомогательной антеннами). Правильный выбор расстояния между антеннами является одним из существенных моментов при снятии диаграммы направленности. Поле у испытуемой (или вспомогательной) антенны должно иметь плоский фронт. Для получения

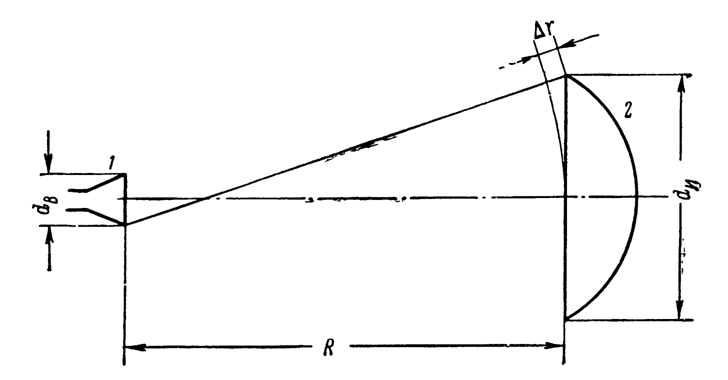


Рис. 101. Взаимное расположение антенн при снятии диаграммы направленности.

1 — вспомогательная антенна; *2* — испытуемая антенна

идеально плоского фронта потребовалось бы разнести антенны на бесконечно большое расстояние.

Практически расстояние между антеннами выбирается таким, чтобы отклонение от плоского фронта волны было бы незначительным. При этом не будет наблюдаться значительных искажений диаграммы направленности.

Из рис. 101 видно, что несинфазность поля в раскрыве испытуемой антенны $\Delta\varphi = \Delta r \frac{2\pi}{\lambda}$, обусловленная конечным расстоянием между антеннами, уменьшается с увеличением этого расстояния. Можно полагать, что для антенны с распределением поля по раскрыву, близкому к равномерному при $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{16}$ $\left(\text{т. е. при } \Delta r = \frac{\lambda}{16}\right)$, искажения диаграммы направленности будут незначительными.

Из геометрического построения на рис. 101 следует, что

$$(R + \Delta r)^2 = R^2 + \left(\frac{d_{и.г} + d_{в.г}}{2}\right)^2,$$

т. е.

$$R \simeq \frac{(d_{и.г} + d_{в.г})^2}{8\Delta r}$$

или, принимая $\Delta r = \frac{\lambda}{16}$,

$$R \geqslant \frac{2(d_{и.г} + d_{в.г})^2}{\lambda}, \qquad (265)$$

где $d_{и.г}$ — величина раскрыва испытуемой антенны в горизонтальной плоскости;

$d_{в.г}$ — величина раскрыва вспомогательной антенны в горизонтальной плоскости.

Формула (265) дает величину допустимого расстояния между антеннами.

В случае косинусоидального распределения по раскрыву можно допустить несколько большую несинфазность, приняв $\Delta r = \frac{\lambda}{8}$. При этом формула (265) запишется так:

$$R \geqslant \frac{(d_{и.г} + d_{в.г})^2}{\lambda}, \qquad (266)$$

т. е. предельное расстояние между антеннами можно в этом случае сократить вдвое. Это весьма существенное обстоятельство при снятии диаграмм направленности антенн с узкой диаграммой в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Так, при снятии диаграммы направленности антенны с раскрывом 2 *м* на волне 3,2 *см* (что соответствует ширине диаграммы направленности порядка 1°) между испытуемой и вспомогательной антеннами потребуется разнос не менее, чем на 250 *м*, формула (265). При малых размерах вспомогательной антенны величиной $d_{в.г}$ в формулах (265) и (266) можно пренебречь.

Приведенные выше расчеты справедливы в том случае, если вспомогательная антенна создает равномерное поле в раскрыве испытуемой антенны. Это возможно осуществить при широкой диаграмме направленности вспомогательной антенны, т. е. при малой величине ее раскрыва $d_{в.г}$. При снятии слабонаправленных диаграмм (антенна с малой величиной $d_{и.г}$) возможно потребуется использование вспомогательной антенны с большим коэффициентом усиления, т. е. с остронаправленной диаграммой, однако в этом случае равномерность облучения будет обеспечиваться благодаря малой величине $d_{и.г}$.

Для обеспечения достаточно равномерного облучения необхо-

димо соблюдение определенного соотношения между величинами R, $d_{и. г}$, $d_{в. г}$, λ, которое можно записать

$$R \geqslant \frac{kd_{и.г}d_{в.г}}{\lambda}, \tag{267}$$

где k — коэффициент, зависящий от неравномерности поля в раскрыве испытуемой антенны.

На рис. 102 приведен график зависимости коэффициента k от отношения $\frac{P}{P_0}$, где P — мощность в направлении края раскрыва, P_0 — мощность в направлении центра раскрыва. Практически допустима неравномерность $\frac{P}{P_0}$, равная 0,9; при этом коэффициент k будет равен 1,87. Если раскрыв вспомогательной антенны

$$d_в \leqslant \frac{2d_и}{k} \left(\text{или } d_в \leqslant \frac{d_и}{k}\right),$$

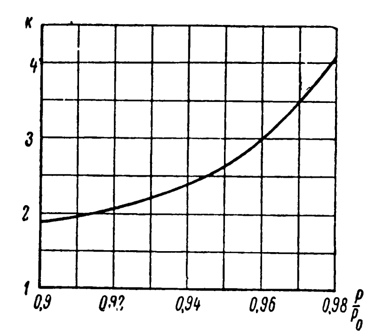


Рис. 102. Кривая значения коэффициента k в формуле (267)

то при выполнении условия (265) или соответственно условия (266) обязательно будет выполняться и условие (267).

При выборе высоты расположения антенн над землей необходимо учитывать, что в общем случае сигнал, принятый антенной, может складываться из двух: прямого и отраженного от земли (рис. 103). Это вызовет интерференцию сигналов, которая может привести к ослаблению сигнала на некоторых частотах диапазона и к искажению распределения поля в раскрыве испытуемой антенны.

На рис. 103 через $\theta_{0и}$ и $\theta_{0в}$ обозначены углы, заключенные между направлением максимального излучения и направлением, соответствующим первому нулю диаграммы направленности в вертикальной плоскости. На рисунке изображен случай минимально допустимой высоты h. Если значение h взято меньшим, то будет возможен прием отраженного от земли сигнала (показано пунктиром).

Из рис. 103 следует, что

$$h \geqslant \frac{R \operatorname{tg} \theta_{0и}}{1 + \frac{\operatorname{tg} \theta_{0и}}{\operatorname{tg} \theta_{0в}}}. \tag{268}$$

Полагая для углов до 30° (с ошибкой около 10%), что

$$\operatorname{tg} \theta_{0и} \simeq \theta_{0и} \text{ и } \operatorname{tg} \theta_{0в} \simeq \theta_{0в},$$

а также, учитывая, что $\theta_0 = \frac{\lambda}{d_{и.в}}$ для равномерного распределения поля по раскрыву и $\theta_0 = \frac{1,5\lambda}{d_{и.в}}$ для косинусоидального распределения, формулу (268) можно представить в следующем виде: для равномерного распределения поля

$$h \geqslant \frac{R\frac{\lambda}{d_{и.в}}}{1+\frac{d_{в.в}}{d_{и.в}}}; \qquad (269)$$

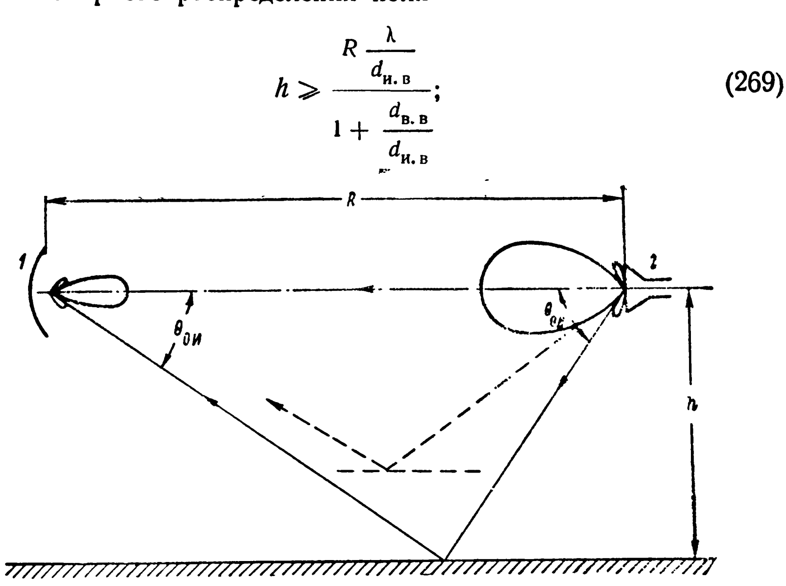


Рис. 103. Взаимное расположение антенн по высоте при снятии диаграммы направленности.

1 — испытуемая антенна; 2 — вспомогательная антенна

для косинусоидального распределения

$$h \geqslant 1,5\frac{R\frac{\lambda}{d_{и.в}}}{1+\frac{1,5\,d_{в.в}}{d_{и.в}}}, \qquad (270)$$

где $d_{и.в}$ — величина раскрыва испытуемой антенны в вертикальной плоскости,

$d_{в.в}$ — величина раскрыва вспомогательной антенны в той же плоскости.

В случае равенства раскрывов обеих антенн ($d_{и.в}=d_{в.в}$) формулы (269) и (270) соответственно запишутся

$$h \geqslant \frac{1}{2}R\frac{\lambda}{d_{и.в}} \qquad (271)$$

и

$$h \geqslant \frac{3}{4} R \frac{\lambda}{d_{\text{и.в}}}. \qquad (272)$$

После определения расстояния между антеннами следует определить энергетические соотношения в линии исследуемая антенна — вспомогательная антенна.

Мощность, принятая приемной антенной, может быть вычислена по формуле

$$P_{\text{Пр}} = \frac{P_{\text{Пд}} \varepsilon_{\text{Пд}} \varepsilon_{\text{Пр}} \lambda^2}{(4\pi)^2 R^2}, \qquad (273)$$

где $P_{\text{Пд}}$ — мощность передатчика;

$\varepsilon_{\text{Пд}}$ — коэффициент усиления передающей антенны;

$\varepsilon_{\text{Пр}}$ — коэффициент усиления приемной антенны.

Выше отмечалось, что снятие диаграмм направленности можно производить как при помощи определения поля вокруг испытуемой антенны, так и вращая испытуемую антенну вокруг своей оси. В последнем случае испытуемая антенна облучается энергией, излучаемой неподвижно установленной вспомогательной антенной. Метод снятия диаграмм с неподвижной вспомогательной и вращающейся исследуемой антеннами наиболее широко распространен при работе в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн. Рассмотрим подробнее ряд измерительных схем, по которым можно производить снятие диаграмм антенн упомянутым методом. Схемы для снятия диаграммы направленности можно классифицировать по режиму работы исследуемой антенны (работа в передающем или приемном режиме) и по типу приемной части (приемник прямого усиления или супергетеродин). Приемный и передающий режимы работ равноценны. При наличии связи между приемной и передающей антеннами можно удобно и быстро производить перестройку частоты и запись показаний на выходе приемной аппаратуры.

Выбор схемы приемника (супергетеродин или приемник прямого усиления) производится в зависимости от подсчитанной по формуле (273) величины $P_{\text{Пр}}$. Можно записать, что

$$P_{\text{Пр min}} > N, \qquad (274)$$

где $P_{\text{Пр min}}$ — минимальный уровень принимаемой мощности;

N — чувствительность приемника.

Значение $P_{\text{Пр min}}$ можно определить как произведение $P_{\text{Пр}}$ на величину боковых лепестков, или, выражая эти величины в децибелах,

$$P_{\text{Пр min}} = P_{\text{Пр}} + P_{\text{б.л}}. \qquad (275)$$

Например, если работа производится на волне 3,2 *см*, в качестве генератора используется клистрон ($P_{\text{Пд}}$ = 10 *мвт*), вспомогатель-

ной антенной служит рупор, имеющий коэффициент усиления $\varepsilon_{\Pi д} = 100$, а исследуемая антенна с коэффициентом усиления порядка 3000 находится на расстоянии $R = 120$ *м*, то по формуле (273) $P_{\Pi р} = 10^{-6}$ *вт*, или —60 *дб*. Если при этом в исследуемой антенне боковые лепестки порядка — 20 *дб*, то очевидно, что минимальная мощность принятого сигнала может составлять — 80 *дб*. Известно, что приемники прямого усиления имеют чувствительность порядка от — 60 до — 70 *дб*, приемники супергетеродинного типа обладают большей чувствительностью, доходящей до — 120 *дб*. Таким образом, в нашем примере необходимо использовать приемник супергетеродинного типа.

Работа с супергетеродинным приемником менее удобна, так как в этом случае при снятии диаграммы направленности в диапазоне частот требуется перестройка гетеродина, что сложнее, чем настройка детекторной секции в схеме приемника прямого усиления.

Генератор, питающий вспомогательную антенну, может работать как в режиме незатухающих колебаний, так и в режиме импульсной модуляции. Для уменьшения необходимой полосы усилителя и увеличения таким образом чувствительности приемника целесообразно применять модуляцию типа «меандр» (соотношение длительности импульса и паузы 1 : 1) при частоте следования импульсов порядка нескольких килогерц.

Обычно при снятии диаграммы направленности показания индикатора поддерживаются постоянными, а уровень сигнала в каждом данном направлении по сравнению с направлением максимального излучения определяется при помощи градуированного аттенюатора. Таким образом, аттенюатор является основным отсчетным устройством, и погрешность его градуировки определяет погрешность измерения отдельных точек диаграммы направленности антенны. Поэтому у такого аттенюатора погрешность калибровки не должна превышать 0,5 *дб*, а при особо точных исследованиях — 0,2 *дб*, для чего аттенюаторы должны иметь градуировку ослабления во всем диапазоне частот исследуемой антенны. Аттенюаторы с малой погрешностью выполняются обычно с микрометрической подачей поглощающей пластины. Шкалу такого прецизионного аттенюатора удобно осуществлять в виде индикатора перемещений.

Хотя диаграмма направленности представляет собой поверхность, достаточно, как правило, снять диаграмму направленности только в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях: горизонтальной и вертикальной. Обычно эти плоскости соответствуют плоскостям расположения E- и H-векторов поля антенны.

Снятие диаграммы направленности в горизонтальной плоскости производится на специальном поворотном устройстве с отсчетом угла поворота по шкале. При этом антенна вращается вокруг оси собственного азимутального вращающегося перехода. При снятии

диаграммы направленности в вертикальной плоскости можно применить два способа. Первый, применимый для антенн, имеющих узкую диаграмму в вертикальной плоскости, заключается в измерении величины приходящего сигнала в зависимости от угла наклона или возвышения антенны (в зависимости от угла места). Недостаток этой методики, не позволяющий применить ее для снятия широких диаграмм направленности, заключается в недопустимости большого угла наклона из-за возможного влияния отражений от земли. Применение такого метода снятия диаграммы направленности в вертикальной плоскости вызывает необходимость в установке дополнительного вращающегося перехода (или поворотного соединения) по углу места.

При снятии диаграммы направленности антенны в вертикальной плоскости по второму способу исследуемая антенна наклоняется на 90° в плоскости раскрыва, после чего диаграмма в вертикальной плоскости может сниматься при вращении поворотного устройства по азимуту. При таком наклоне антенны изменяется ее поляризация, поэтому должна быть соответственно изменена поляризация вспомогательной антенны.

В антеннах, производящих сканирование луча в пространстве, необходимо исследовать диаграммы направленности при отклонении луча от центрального положения. При этом сравнивается амплитуда поля (или квадрат ее) в направлении максимума основного лепестка диаграммы направленности при крайних и центральном положениях луча.

В антеннах, работающих по принципу равносигнальной зоны, определяется уровень пересечения двух лепестков. Для этого, ориентировочно выставляя антенну по оптической оси на линию вспомогательная — исследуемая антенны, производят переключение каналов, поворачивая антенну до положения, при котором показания индикатора будут одинаковы для обоих каналов. Уровень пересечения лепестков можно определить также после графического построения диаграмм направленности каждого лепестка.

При снятии диаграмм направленности слабонаправленных или ненаправленных антенн справедливы изложенные выше методы измерений. Получающиеся по формуле (265) расстояния обычно малы, поэтому имеется возможность производить снятие диаграмм таких антенн в помещении. Вокруг исследуемой антенны не должны находиться отражающие предметы.

Снятие диаграмм направленности слабонаправленных антенн удобно производить по схеме, изображенной на рис. 104. Исследуемая антенна работает в передающем режиме, а вспомогательная антенна вместе с детекторной секцией и индикаторным прибором вращается вокруг оси OO'. Оси симметрии обеих антенн AA' должны совпадать. Так как здесь допускается незначительное расстояние между антеннами, в качестве индикаторного прибора может быть использован микроамперметр. Если отклонение шкалы микроам-

перметра лежит в пределах до 10—50 *мка*, можно считать, что детектор работает на квадратичном участке вольтамперной характеристики. В этом случае снятая диаграмма направленности будет диаграммой по мощности. Действительно, ток детектора и напряжение на нем связаны соотношением $i_д \div U_д^n$. С другой стороны, напряжение на детекторе при подаче на него высокочастотной энергии будет $U_д = \sqrt{PR_д}$, где $R_д$ — сопротивление детектора по высокой частоте.

Из приведенных формул следует, что $P \div i_д^{\frac{2}{n}}$. При квадратичном детекторе $n = 2$ и $P \div i_д$.

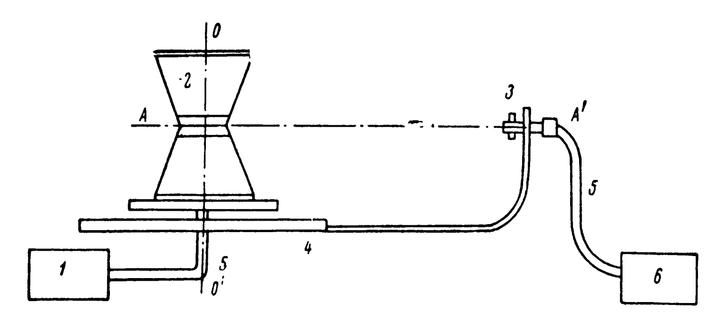


Рис. 104. Схема для снятия диаграмм слабонаправленных антенн.

1 — генератор; *2* — испытуемая антенна; *3* — вспомогательная антенна; *4* — поворотное основание со шкалой; *5* — соединительные фидеры; *6* — детектор и индикатор

Если по каким-либо причинам невозможно применить шкалу микроамперметра до 10—50 *мка* и показания прибора больше этого значения тока, детектор необходимо проградуировать. Удобнее всего это сделать сняв зависимость

$$\frac{i_д}{i_{д\,max}} = f_1\left(\frac{P}{P_{max}}\right),$$

где $i_{д\,max}$ — ток детектора, соответствующий максимальному значению при исследовании данной антенны;

P_{max} — мощность, соответствующая току $i_{д\,max}$.

Изменение мощности следует производить при помощи градуированного аттенюатора. После снятия указанной зависимости следует построить график

$$\frac{P}{P_{max}} = f_2\left(\frac{i_д}{i_{д\,max}}\right).$$

Этим графиком пользуются при построении диаграммы направленности.

Для квадратичного детектора отношения $\frac{P}{P_{max}}$ и $\frac{i_д}{i_{д\,max}}$ равны. Построенная таким образом диаграмма направленности является диаграммой по мощности.

Рассмотрим исследование поляризационных характеристик антенн. Здесь возможны два случая: исследование антенн с линейной поляризацией (при этом определяется величина паразитной поляризации) и исследование антенн с эллиптической поляризацией.

Определение компоненты поля с паразитной поляризацией для антенн с линейной поляризацией производится следующим образом.

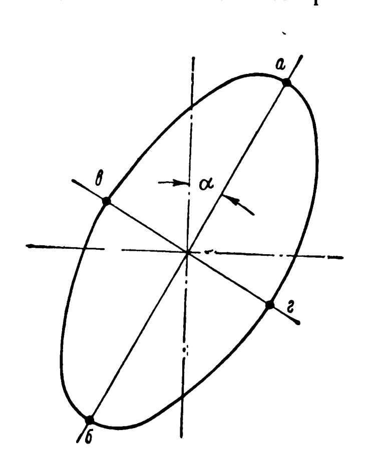


Рис. 105. Поляризационная диаграмма

Изменяется поляризация вспомогательной антенны, для чего необходимо повернуть эту антенну на 90° в плоскости раскрыва. После этого снимаются диаграммы направленности исследуемой антенны в соответствующей плоскости. Проводя это измерение, следует определить амплитуду поля с паразитной поляризацией в направлении максимума основного лепестка диаграммы направленности. Для снятия диаграммы поля с паразитной поляризацией в плоскости максимальных лепестков, лежащей под углом 45° к горизонтальной и вертикальной плоскостям, следует повернуть исследуемую антенну на 45° в плоскости ее раскрыва.

Для снятия поляризационной диаграммы антенны с эллиптической поляризацией следует применять вспомогательную антенну с линейной поляризацией. Вращая вспомогательную антенну вокруг оси, совпадающей с направлением максимального излучения, определяют максимальные и минимальные величины сигнала исследуемой антенны и соответствующие им углы поворота вспомогательной антенны. Полученные точки *а*, *б*, *в*, *г* наносят на диаграмму (рис. 105). Точки *а* и *б* являются концами большой оси, а точки *в* и *г* — малой оси эллипса, являющегося поляризационной характеристикой антенны при эллиптической поляризации. Для определения основных параметров поляризационной характеристики — эксцентриситета ε или коэффициента неравномерности и угла наклона большой оси эллипса α — построение самого эллипса не требуется. В частном случае при круговой поляризации *аб* = *вг*.

Диаграммы направленности антенны могут быть построены в прямоугольных или полярных координатах. Откладываемые по оси или вдоль радиуса-вектора величины могут выражать отношение напряжений сигналов (диаграмма по полю) или же отношение мощ-

ностей (диаграмма по мощности). При пользовании градуированным аттенюатором снятая диаграмма является диаграммой направленности по мощности. Так как боковые лепестки составляют доли процента или несколько процентов от уровня основного лепестка, диаграмму направленности часто изображают в полулогарифмическом масштабе, т. е. принимают логарифмический масштаб по оси ординат и линейный масштаб по оси абсцисс. На диаграммах с полулогарифмическим масштабом боковые лепестки изображаются нагляднее, чем на диаграммах с линейным масштабом.

При снятии диаграмм направленности антенн должны быть выполнены следующие условия.

1. Расстояние между исследуемой и вспомогательной антеннами должно быть выбрано таким, чтобы диаграмма направленности исследуемой антенны была бы снята в неискаженном виде.

2. Линии максимального излучения исследуемой и вспомогательной антенн при начальной установке должны совпадать.

3. Мощность генератора, коэффициент усиления вспомогательной антенны и чувствительность приемника должны быть выбраны такими, чтобы при выбранном расстоянии между антеннами было бы обеспечено снятие как основного, так и боковых лепестков диаграммы направленности исследуемой антенны.

4. Генератор, вспомогательная антенна и приемник должны работать в диапазоне частот исследуемой антенны.

5. Высота расположения антенн над поверхностью земли должна обеспечивать отсутствие искажений снимаемой диаграммы направленности за счет влияния отражений от земли; на трассе исследуемая антенна — вспомогательная антенна не должны находиться какие-либо отражающие предметы (строения, неровности почвы).

6. Поляризация обеих антенн должна быть одинаковой.

Измерение параметров первичных излучателей. Основными характеристиками первичных излучателей являются диаграмма направленности и фазовая характеристика. Снятие диаграммы направленности первичного излучателя аналогично снятию диаграммы слабонаправленной антенны. Эти измерения описаны в предыдущем параграфе и могут быть проведены по схеме рис. 104.

Снятие фазовой характеристики, т. е. нахождение фазового фронта излучателя, производится на специальной установке, схема которой изображена на рис. 106. От генератора *1* энергия направляется в исследуемый излучатель *4* и через направленный ответвитель *3* в измерительную линию *12* (линия *А*). В измерительную линию поступает также энергия, принятая вспомогательной антенной *5* (линия *Б*). Эта энергия может находиться в произвольной фазе относительно энергии, поступившей в измерительную линию по линии *А*. Разность фаз будет зависеть от местоположения зонда *11* и вспомогательной антенны *5*, которая может перемещаться по основанию с направляющими *7*. Передвигая зонд или вспомогательную антенну, последовательно проходят минимумы и максимумы обра-

зовавшейся в измерительной линии стоячей волны. Вначале устанавливается расстояние, на котором снимается фазовая характеристика. Вспомогательная антенна ставится точно против исследуемого излучателя. Передвижением зонда измерительной линии устанавливают минимальное показание индикаторного прибора *14* (т. е. на детекторе устанавливается узел стоячей волны). Затем снимают зависимость $\psi = f(\alpha)$, где α — угол поворота вспомогательной антенны в азимутальной плоскости, а ψ — изменение фазы фронта волны.

Если фаза фронта волны изменяется в зависимости от угла α, наблюдается увеличение показаний индикаторного прибора (сме-

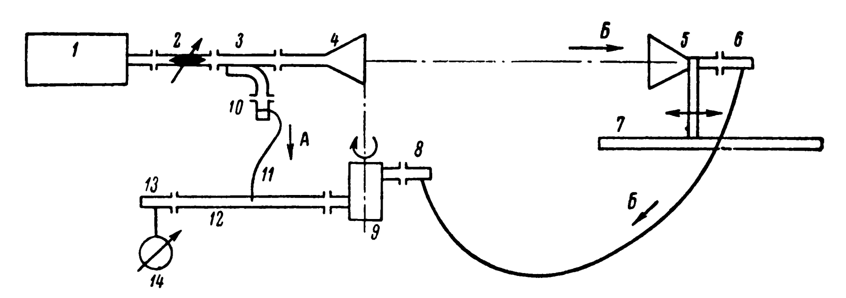


Рис. 106. Схема установки для снятия фазовых характеристик излучателей.
1 — генератор; *2* — аттенюатор; *3* — направленный ответвитель; *4* — исследуемый излучатель; *5* — вспомогательная антенна; *6*, *8* и *10* — волноводно-коаксиальные переходы; *7* — основание с направляющими; *9* — вращающийся переход; *11* — зонд; *12* — измерительная линия; *13* — детекторная секция; *14* — индикаторный прибор

щение узла стоячей волны в линии относительно места установки детектора). Перемещая вспомогательную антенну или зонд линии, можно снова получить минимальные показания индикаторного прибора. Величина перемещения α будет пропорциональна изменению фазы ψ. Угол ψ можно выразить как $\psi = \frac{2\pi}{\lambda} d$ для d, отсчитанного по шкале перемещений вспомогательной антенны или коаксиальной измерительной линии, и $\psi = \frac{2\pi}{\lambda_в} d$ для d, отсчитанного по волноводной измерительной линии.

Если $\psi = f(\alpha) = \mathrm{const}$, то фазовый фронт излучателя в данной плоскости есть окружность с центром, лежащим на оси вращения вспомогательной антенны и находящимся также в плоскости раскрыва излучателя. Зависимость $\psi = f(\alpha)$ снимается в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Если при этом $\psi = f(\alpha) = \mathrm{const}$ в обеих плоскостях, то фазовый фронт излучателя является сферическим.

При снятии фазовой характеристики линейного излучателя передвижение вспомогательной антенны производится не по дуге окружности, а по прямой вдоль раскрыва излучателя.

В некоторых случаях требуется определить центр фазового фронта. Его определяют графически после построения зависимости $\psi = f(\alpha)$.

Определение коэффициента усиления. Существуют три способа определения коэффициента усиления антенн: 1) путем сравнения

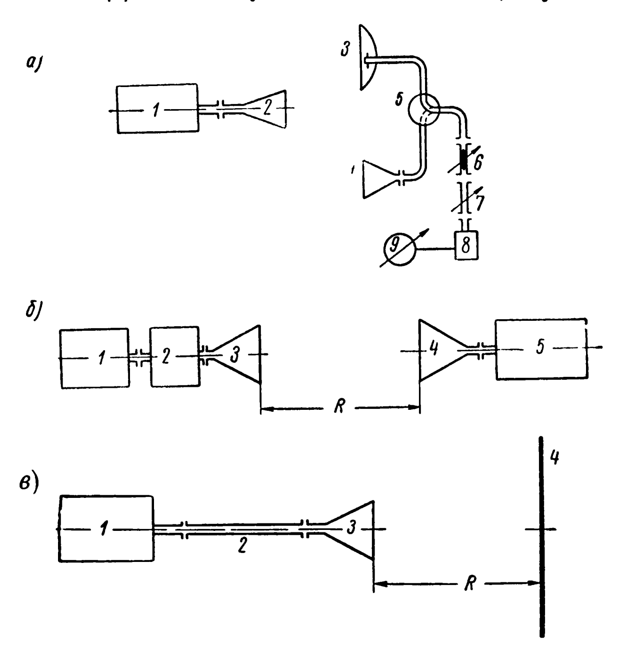


Рис. 107. Схемы измерения коэффициента усиления антенны: *а* — схема измерения коэффициента усиления по методу сравнения.

1 — генератор; *2* — вспомогательная антенна; *3* — исследуемая антенна; *4* — эталонная антенна; *5* — переключатель; *6* — аттенюатор; *7* — трансформатор сопротивлений; *8* — детекторная секция; *9* — измерительный прибор

б — схема измерения коэффициента усиления по методу двух антенн.

1 — генератор; *2* — измеритель мощности; *3* — исследуемая антенна; *4* — вспомогательная антенна, аналогичная антенне *3*; *5* — измеритель мощности

в — измерение коэффициента усиления с помощью экрана.

1 — генератор; *2* — измерительная линия; *3* — исследуемая антенна; *4* — отражающий экран

с антенной, коэффициент усиления которой известен; 2) путем абсолютного измерения коэффициента усиления; 3) путем вычисления коэффициента усиления по диаграммам направленности.

Последний способ неприменим для антенн с узкой диаграммой направленности, так как получающаяся при этом погрешность в определении коэффициента усиления велика.

При определении коэффициента усиления методом сравнения пользуются эталонной антенной с известным коэффициентом усиления. Схема измерения приведена на рис. 107, *а*. Эта схема отличается от схемы для снятия диаграммы направленности наличием переключателя *5* и трансформатора сопротивлений *7*. Трансформатор сопротивлений служит для согласования тракта, обеспечивая максимальную передачу энергии в приемное устройство *8*. Настройка трансформатора сопротивлений может быть различной при работе на исследуемую или на эталонную антенну. Переключатель дает возможность быстро подсоединить к приемной части схемы либо эталонную антенну *4*, либо исследуемую антенну *3*. Поддерживая постоянными показания индикаторного прибора *9* при работе как на эталонную, так и на исследуемую антенну (это достигается аттенюатором *6*), можно определить коэффициент усиления исследуемой антенны по формуле

$$\varepsilon_и = \varepsilon_э \operatorname{antilog}\frac{\alpha_и - \alpha_э}{10}, \qquad (276)$$

где $\varepsilon_э$ — коэффициент усиления эталонной антенны;

$\alpha_и$ — показания в децибелах аттенюатора при переключении на исследуемую антенну;

$\alpha_э$ — показания в децибелах аттенюатора при переключении на эталонную антенну.

При этом измерении обе антенны должны быть так ориентированы по азимуту и углу места, чтобы принятый ими сигнал от вспомогательной антенны *2* был максимальным. Определение коэффициента усиления эталонной антенны можно произвести либо расчетным путем, либо при помощи абсолютных измерений.

Абсолютное измерение коэффициента усиления антенны обычно производится либо методом двух антенн, либо с помощью отражающего экрана. Сущность метода двух антенн заключается в следующем. Если использовать в качестве приемной и передающей антенн две идентичные антенны (рис. 107, *б*), то будут равны их коэффициенты усиления, т. е. $\varepsilon_{Пр} = \varepsilon_{Пд} = \varepsilon$, тогда мощность, принятая приемной антенной, будет равна [формула (273)]

$$P_{Пр} = \frac{P_{Пд}\varepsilon^2\lambda^2}{(4\pi)^2 R^2}.$$

Отсюда следует, что коэффициент усиления такой антенны будет равен

$$\varepsilon = \frac{4\pi R}{\lambda}\sqrt{\frac{P_{Пр}}{P_{Пд}}}, \qquad (277)$$

где R — расстояние между фазовыми центрами обеих антенн.

Эти измерения необходимо проводить при условиях:

а) установления определенного расстояния между антеннами и высоты их подъема, т. е. должны быть выполнены условия (265) и (271). Соотношение (266), когда $R \geqslant \frac{D^2}{\lambda}$, при этом измерении неприемлемо, так как из-за сильного взаимодействия между обеими антеннами погрешность измерений может возрасти на 10—12%;

б) совпадения линии максимального излучения обеих антенн;

в) развязывания аттенюатором генератора и передающей антенны.

Ошибка измерения коэффициента усиления по формуле (277) складывается из ошибок в измерениях длины волны, принятой и передаваемой мощностей, и расстояния между антеннами.

Абсолютная величина относительной ошибки измерения может быть вычислена по формуле

$$\left|\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right| = \left|\frac{\Delta R}{R}\right| + \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta P_{\text{Пр}}}{P_{\text{Пр}}}\right| + \frac{1}{2}\left|\frac{\Delta P_{\text{Пд}}}{P_{\text{Пд}}}\right| + \left|\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right|. \quad (278)$$

Так как погрешность в измерении расстояния и длины волны много меньше погрешностей в измерении мощностей $\left(\frac{\Delta R}{R} \approx 0{,}1\%,\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 0{,}1\%,\ \frac{\Delta P}{P} > 3\%\right)$, то погрешность в измерении коэффициента усиления будет определяться погрешностью в измерении величин $P_{\text{Пр}}$ и $P_{\text{Пд}}$. Формулу (278) можно записать так:

$$\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \simeq \frac{\Delta P}{P}, \quad (279)$$

где $\frac{\Delta P}{P}$ — относительная погрешность измерения мощности, свойственная примененному прибору.

Абсолютное измерение коэффициента усиления с помощью отражающего экрана, схема которого изображена на рис. 107, *в*, является разновидностью метода двух антенн. Сущность метода отражающего экрана заключается в том, что принимаемая мощность $P_{\text{Пр}}$ определяется энергией, отраженной от экрана. В измерительной линии образуется стоячая волна, определяемая коэффициентом отражения от экрана $\Gamma_{\text{эк}} = \sqrt{\frac{P_{\text{Пр}}}{P_{\text{Пд}}}}$. Этот коэффициент отражения может быть вычислен по измеренному в линии коэффициенту бегущей волны. Тогда выражение для коэффициента усиления, определяемого по методу двух антенн [формула (277)], примет вид

$$\varepsilon = \frac{8\pi R}{\lambda}\left(\frac{1 - K_{\text{б. в}}}{1 + K_{\text{б. в}}}\right). \quad (280)$$

При измерении коэффициента усиления антенны по методу отражающего экрана необходимо соблюдение следующих условий:

а) должна быть обеспечена хорошая развязка генератора;

б) расстояние R между антенной и экраном должно соответствовать условию (265), т. е. $2R \geqslant \frac{2D^2}{\lambda}$;

в) размеры отражающего экрана должны быть таковы, чтобы угловой размер экрана превышал ширину основного лепестка направленности антенны по нулевому уровню, т. е. для квадратного экрана, размер его стороны h должен удовлетворять условию $h \geqslant \frac{2R\lambda}{D}$;

г) неровность экрана не должна превышать величины $\frac{\lambda}{16}$;

д) антенна должна быть хорошо согласована. Для уменьшения ошибки в измерении коэффициента усиления, вызываемой некоторым отражением от антенны и многократным отражением между антенной — экраном, следует производить измерение коэффициента усиления при двух расстояниях R_1 и R_2, отличающихся на величину $\frac{\lambda}{4}$. При этом коэффициент усиления находится как среднее арифметическое коэффициентов усиления, полученных из этих двух замеров.

При наличии значительных отражений в самой антенне формула (280) становится неприемлемой, так как измеренный $K_{б.\,в}$ будет определяться не только отражением от экрана, но и отражением от антенны, т. е. будет представлять собой результирующий $K_{б.\,в}$. В этом случае коэффициент усиления (пренебрегая многократными отражениями между антенной и экраном) может быть вычислен по формуле

$$\varepsilon = \frac{4\pi(R_1+R_2)}{\lambda}\sqrt{\frac{1}{2}(\Gamma_{р_1})^2+\frac{1}{2}(\Gamma_{р_2})^2-(\Gamma_А)^2} =$$

$$= \frac{4\pi(R_1+R_2)}{\lambda}\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{1-K_{р_1}}{1+K_{р_1}}\right)^2+\frac{1}{2}\left(\frac{1-K_{р_2}}{1+K_{р_2}}\right)^2-\left(\frac{1-K_А}{1+K_А}\right)^2}, \quad (281)$$

где $\Gamma_{р_1}$ и $K_{р_1}$ — результирующие коэффициент отражения и коэффициент бегущей волны при расстоянии R_1;

$\Gamma_{р_2}$ и $K_{р_2}$ — коэффициент отражения и коэффициент бегущей волны при расстоянии R_2;

$\Gamma_А$ и $K_А$ — коэффициент отражения и коэффициент бегущей волны антенны.

Вывод этой формулы дан в приложении 10. При полностью согласованной антенне ($\Gamma_А = 0$ или $K_А = 1$) формула (281) совпадает с формулой (280).

Ошибка в измерении коэффициента усиления по методу отражающего экрана определяется в основном ошибками в измерении коэффициентов бегущей волны и ошибкой в величине перемещения $R_2—R_1$. Эти величины ($K_{б.в}$ и $R_2—R_1$) должны измеряться с максимальной тщательностью.

Определение коэффициента усиления слабонаправленных антенн можно производить как методом сравнения с эталонной антенной, так и по диаграмме направленности (графическим методом).

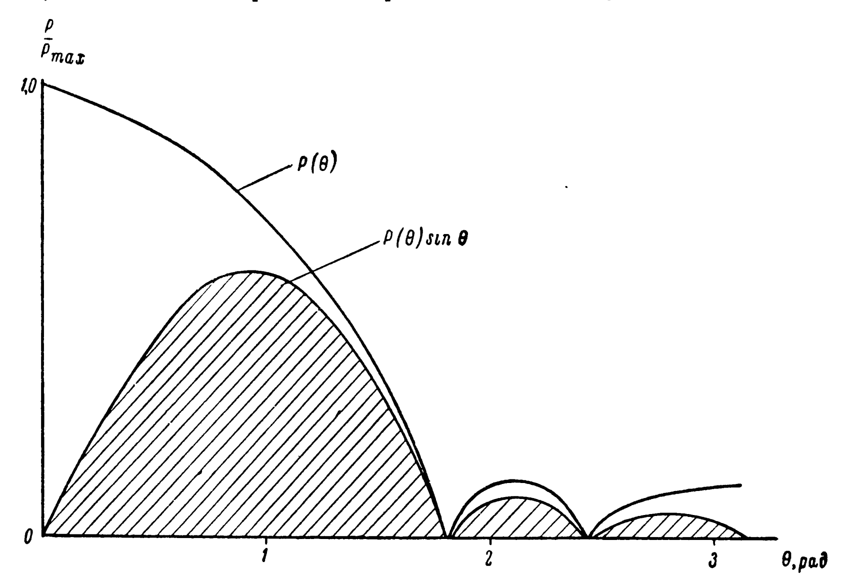


Рис. 108. Графическое построение для определения коэффициента усиления антенны графическим способом

Если к. п. д. антенны равен единице (что в большинстве случаев верно для антенн на сверхвысоких частотах), то коэффициент усиления равен коэффициенту направленного действия и может быть определен (для диаграмм направленности с осевой симметрией) выражением

$$\varepsilon = \frac{2}{\int\limits_0^\pi P(\theta)\sin\theta d\theta}, \qquad (282)$$

где $P(\theta)$ — диаграмма направленности (по мощности);

θ — угол, отсчитываемый от направления максимального излучения.

Знаменатель в формуле (282) может быть вычислен графически (рис. 108).

Заштрихованная площадь S численно равна знаменателю в формуле (282). Тогда коэффициент усиления будет равен

$$\varepsilon = \frac{2}{S}. \quad (283)$$

Эта формула справедлива лишь для диаграммы направленности с осевой симметрией, т. е. для диаграммы, представляющей собой поверхность тела вращения, сечение которого плоскостью L, перпендикулярной оси симметрии, есть круг (рис. 109). Другими словами, такая диаграмма направленности представляет собой линию пересечения тела вращения на рис. 109 продольной плоскостью под любым углом φ. Однако в большинстве антенн формируется диаграмма направленности, зависящая от угла φ (обычно сечение по плоскости L есть эллипс).

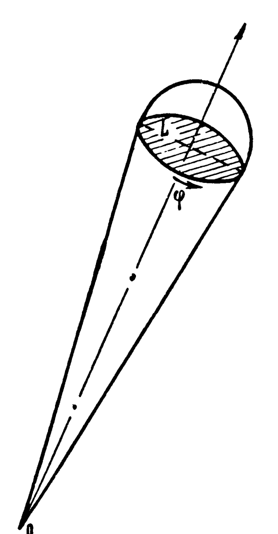


Рис. 109. Сечение диаграммы направленности плоскостью L

На практике ограничиваются снятием диаграмм направленности для двух углов φ, отличающихся на 90°, т. е. снимают диаграмму направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Тогда коэффициенту усиления в формулах (282) и (283) будет придано значение коэффициентов усиления в этих плоскостях. Коэффициент усиления всей антенны можно определить как

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_{г}\varepsilon_{в}}. \quad (284)$$

В тех случаях, когда сечение диаграммы направленности по плоскости L является не кругом или эллипсом, для определения коэффициента усиления антенны следует снимать диаграммы направленности более чем в двух плоскостях. Такие диаграммы направленности несимметричны относительно направления максимального излучения. Коэффициент усиления в этом случае можно определить по формуле

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{1}{n}\left(\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} + \ldots + \frac{1}{\varepsilon_n}\right), \quad (285)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_n$ — значения коэффициентов усиления, вычисленных графически по диаграммам направленности, снятым в n плоскостях.

Для правильного вычисления коэффициента усиления графическим методом необходимо соблюдать размерность площади S в формуле (283); в этой формуле S выражается в радианах, умноженных на ρ,

где $p = \frac{P}{P_{max}}$ — относительная величина мощности, а P_{max} — мощность, соответствующая направлению максимального излучения.

Если угол θ отсчитывать не в радианах, а в градусах, то формула (283) запишется как

$$\varepsilon = \frac{115}{S}. \qquad (286)$$

Исследование поля в раскрыве антенны. Исследование поля в раскрыве антенны позволяет получить предварительные данные о работе антенны. Если поле в раскрыве антенны (т. е. распределение по раскрыву амплитуды и фазы электромагнитного поля) соот-

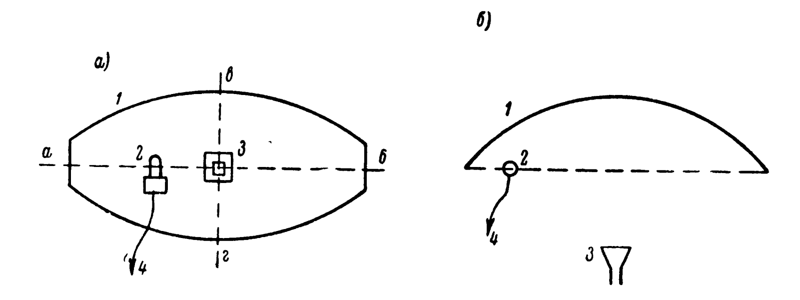


Рис. 110. Схема для исследования поля в раскрыве антенны:
а — вид спереди; *б* — вид сверху.
1 — отражатель; *2* — вибратор; *3* — облучатель; *4* — к приемнику

ветствует принятому в расчете антенны распределению, то в первом приближении можно утверждать о правильном изготовлении антенны.

Распределение амплитуды поля в раскрыве антенны может быть измерено вспомогательной антенной, перемещаемой вдоль раскрыва. Такая антенна должна быть намного меньше исследуемой. Обычно в качестве вспомогательной антенны можно применить четвертьволновой вибратор.

На рис. 110, *а* и *б* представлена схема такого измерения для антенны с параболическим отражателем. Линия *а—б* представляет собой линию перемещения вибратора в горизонтальной плоскости, линия *в—г* — в вертикальной плоскости. Вибратор работает в режиме приема. По полученным экспериментальным данным строят зависимости $\frac{F}{F_{max}} = f(a)$, где F — амплитуда поля, a — расстояние, отсчитываемое вдоль раскрыва (от центра раскрыва). После этого подбирают зависимость, апроксимирующую эксперименталь-

ную кривую $\frac{F}{F_{max}} = f(\alpha)$. Хорошая апроксимация достигается при

$$\frac{F}{F_{max}} = \cos^n\left(\frac{\pi a}{2A}\right),$$

где A — половина раскрыва антенны.

Снятие распределения фаз по раскрыву может быть произведено по схеме, изображенной на рис. 106, при этом вспомогательная антенна 5 заменяется вибратором, который в данном случае должен передвигаться не по окружности, а вдоль раскрыва, так же, как это имело место в схеме определения амплитуд в раскрыве. Фаза в центре раскрыва принимается за нулевую. При снятии распределения фаз по раскрыву необходимо учитывать знак изменения фазы относительно нулевой.

Измерение согласования в антеннах. Измерения параметров согласования (коэффициента бегущей волны, входного сопротивления) в антенне в основном производится так же, как и при аналогичных измерениях в высокочастотных устройствах.

При измерении согласования в антеннах необходимо, однако, учитывать ее излучающие свойства. Так, например, отражения от предметов при работе в помещении могут привести к ошибкам при измерении $K_{б.в}$ антенны. Следует учитывать также возможность взаимодействия между отражателем и первичным излучателем при измерении $K_{б.в}$ и входного сопротивления антенны.

ГЛАВА II

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧ ЭНЕРГИИ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

§ 16. Назначение и классификация линий передач

Передача энергии сверхвысоких частот от источника к излучающему устройству — антенне — и наоборот от антенны к приемнику и индикатору является одной из основных задач при проектировании радиолокационных станций.

Канализация, или передача энергии СВЧ от одного блока станции к другому, осуществляется с помощью волноводов (рис. 111). Под волноводом понимают систему, состоящую из проводников или изоляторов (чаще из сочетания тех и других).

В настоящее время известны волноводы многих типов. На практике наиболее широко используются волноводы в виде полых металлических труб и двухпроводных линий — антенных кабелей. Антенные кабели, или фидеры, в отличие от магистральных кабелей предназначаются для передачи высокочастотной энергии со сравнительно малыми потерями на расстояния, не превышающие несколько десятков метров. В последние годы начали применяться также волноводы в виде одного провода, покрытого тонким слоем диэлектрика.

Каждый из трех типов волноводов может быть классифицирован по конструкции, роду изоляции, пропускаемой мощности, по диапазонности.

Общие требования, которым должен удовлетворять любой тип волновода, сводятся к следующим.

1. Коэффициент полезного действия линии передачи должен быть возможно более высоким. Так как величина к. п. д. определяется коэффициентом затухания энергии в линии, то последняя должна обладать малыми диэлектрическими потерями, высоким значением проводимости и достаточно совершенной экранировкой.

2. Волноводы должны быть диапазонны, пропускать волны с малым затуханием в широкой полосе частот. Входное сопротивление нагруженной линии в этой полосе должно сохранять свою величину.

3. Линии передачи должны пропускать сигналы с высокими уровнями мощности без чрезмерного увеличения потерь.

4. Для удобства эксплуатации и монтажа волноводных устройств они должны обладать некоторой гибкостью, что позволит избежать применения специальных переходных секций; быть достаточно прочными, чтобы свести до минимума использование дополнительных поддерживающих деталей; хорошо противостоять вибрациям и ударным нагрузкам; устойчиво работать в условиях низких и высоких температур.

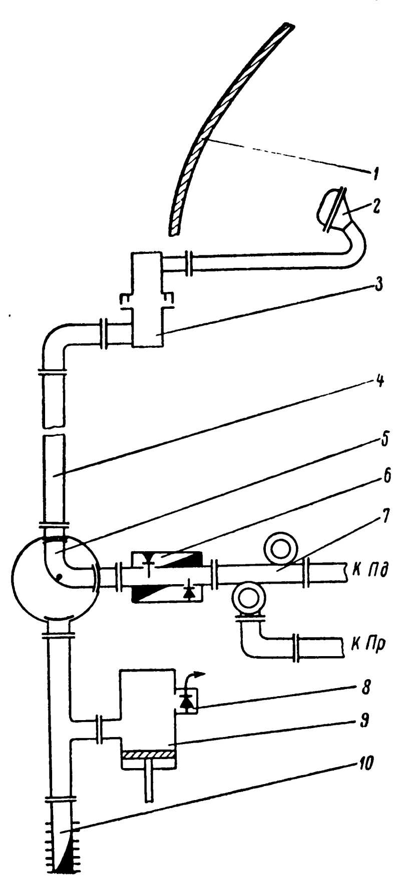


Рис. 111. Схема антенно-волноводного тракта.

1 — зеркало; *2* — рупор; *3* — вращающийся переход; *4* — волновод; *5* — волноводный переключатель; *6* — направленный ответвитель; *7* — антенный переключатель; *8* — детекторная секция; *9* — эхокамера; *10* — эквивалент антенны

5. Линии передачи должны быть дешевы и просты в изготовлении.

Рассмотрим, в какой мере описанные выше типы волноводных устройств удовлетворяют выдвинутым требованиям, и сравним их основные характеристики.

Простейшими линиями передач энергии являются однопроводная и двухпроводная открытые линии. Они имеют несложную конструкцию, однако обладают существенным излучением. Это влечет за собой увеличение потерь и вредное влияние на другие элементы станций (искажение характеристики направленности антенны, антенный эффект и т. д.). Недостаток открытых линий проявляется тем сильнее, чем выше частота.

Коаксиальные кабели обладают незначительными потерями на излучение. Тепловые потери в них в силу развитости поверхности внешнего проводника меньше, чем в двухпроводной линии. Для снижения потерь в диэлектрике уменьшают заполненный им объем. Коаксиальные кабели обладают хорошими диапазонными свойствами, так как в них распространяются поперечно электромагнитные волны. На частотах выше 3000 *Мгц* потери энергии в кабелях значительны, а поэтому их применяют на более низких частотах — в диапазоне метровых и дециметровых волн.

Наиболее полно требованию на сверхвысоких частотах удовлетворяют волноводы, выполненные в виде полых металлических труб прямоугольного и круглого сечений.

Характерно, что в коаксиальной линии с воздушным наполнением на оптимальной частоте потери энергии примерно в 1,5 раза превышают затухание в трубчатом прямоугольном волноводе, а в высокочастотном полиэтиленовом кабеле — в 20 раз.

Кроме того, волноводы позволяют передавать большие мощности. Например, на $\lambda = 6$ *см* прямоугольный волновод с размерами 50×25 *мм* имеет величину допускаемой мощности 1200 *квт*, а у коаксиального кабеля с воздушным заполнением диаметра 16 *мм* этот показатель не превышает 300 *квт*.

§ 17. Общие задачи расчета линий передач

Исходными величинами для расчета линии передачи являются задаваемые: коэффициент полезного действия η на рабочей частоте, полоса пропускания Δf, в пределах которого к. п. д. не падает ниже допустимого значения $\eta_{доп}$, и мощность P, которую должна передавать линия от генератора к нагрузке.

Коэффициент полезного действия линии передачи определяется величиной затухания электромагнитной энергии и условиями согласования нагрузки с линией (коэффициентом бегущей волны) и рассчитывается по формуле (54).

Если линия нагружена на сопротивление $Z_н$, равное волновому сопротивлению W линии, то отраженная волна отсутствует, $K_{б.в} = 1{,}0$, и к. п. д. рассчитывается по упрощенной формуле

$$\eta = e^{-2\beta l}. \qquad (287)$$

В случае малого затухания, когда $2\beta l \ll 1$,

$$\eta \approx 1 - 2\beta l.$$

Затухание электромагнитной энергии в линии определяется потерями в диэлектрике и металле $\beta = \beta_\varepsilon + \beta_{Cu}$.

Под диэлектрическими потерями понимают мощность, рассеивающуюся в диэлектрике и вызывающую его нагрев при воздействии электрического поля. Величина диэлектрических потерь растет с повышением частоты.

Зная активную проводимость на единицу длины фидера G, можно вычислить диэлектрические потери по формуле

$$\beta_\varepsilon = \frac{GW}{2} \text{ неп/см}, \qquad (288)$$

где

$$G = \frac{2\pi}{3W} \xi f \operatorname{tg} \delta 10^{-10} \text{ мо/см};$$

W — волновое сопротивление линии, *ом*;

$\xi = \sqrt{\varepsilon'}$ — коэффициент укорочения.

Затухание за счет потерь в металле определяется через погонное сопротивление линии R_1 *ом/см*, как

$$\beta_{Cu} = \frac{R_1}{2W} \text{ неп/см.} \qquad (289)$$

Величина погонного затухания R_1 зависит от конструкции, типа линии и частоты.

Показатель согласования линии с нагрузкой — коэффициент бегущей волны — вычисляется по формулам

$$\left. \begin{aligned} K_{б.в} &= \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma}; \\ \Gamma &= \left| \frac{Z_н - W}{Z_н + W} \right|, \end{aligned} \right\} \qquad (290)$$

где Г — модуль коэффициента отражения.

Если нагрузка, имеющая коэффициент бегущей волны $K_{б.в}$, включена в линию с затуханием β *дб/м*, то коэффициент бегущей волны $K_{б.в}$ в такой линии на расстоянии l от места включения нагрузки будет определяться формулой

$$K^{\cdot}_{б.в} = \frac{K_{б.в} + \text{th}\,\frac{\beta l}{8{,}69}}{1 + K_{б.в}\,\text{th}\,\frac{\beta l}{8{,}69}}, \qquad (291)$$

где l — длина линии в метрах.[1]

Из формулы (290) видно, что условием согласования линии с нагрузкой является равенство волнового сопротивления линии W сопротивлению нагрузки $Z_н$.

На практике $Z_н \neq W$, и поэтому нередко приходится прибегать к специальным мерам согласования, основанным на применении трансформаторов сопротивлений.

Для согласования двухпроводных и коаксиальных линий с разными волновыми сопротивлениями используют четвертьволновые отрезки кабелей. Согласование антенны с линией достигается с помощью закороченных шлейфов, при этом рассчитываются места подключения шлейфа и его длина.

Если две линии имеют волновые сопротивления W_1 и W_2 (рис. 112), то согласующая четвертьволновая линия должна иметь волновое сопротивление, равное $W_3 = \sqrt{W_1 W_2}$.

[1] Вывод формулы (291) и таблица гиперболического тангенса даны в приложении 7.

При согласовании с помощью закороченного шлейфа (рис. 113) размеры x и y определяются по формулам

$$\left.\begin{aligned} x &= \frac{1}{k} \operatorname{arc\,ctg} \sqrt{\frac{1-g^2}{g}}; \\ y &= \frac{1}{k} \operatorname{arc\,tg} \frac{1-g}{g \operatorname{ctg} kx}, \end{aligned}\right\} \qquad (292)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$,

$$g = \frac{R_A W}{R_A^2 + W^2}.$$

Для согласования генератора с антенно-волноводным устройством необходимо знать величину входного сопротивления $Z_{вх}$ всей линии, нагруженной на конце входным сопротивлением излучающего устройства.

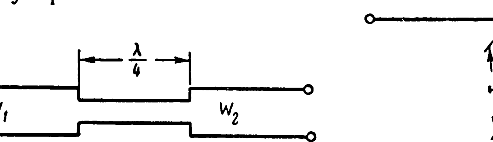


Рис. 112. Схема согласования линий с помощью четвертьволнового отрезка

Рис. 113. Схема согласования посредством закороченного шлейфа

Если Z_A— входное сопротивление антенны; W — волновое сопротивление линии питания; l — длина линии, то входное сопротивление антенно-волноводного устройства $Z_{вх}$ вычисляется с помощью выражения

$$Z_{вх} = Z_A \frac{\cos kl + i \frac{W}{Z_A} \sin 2kl}{\cos kl + i \frac{Z_A}{W} \sin kl}. \qquad (293)$$

Часто расчет приходится проводить по известному волновому сопротивлению W и экспериментально измеренному $K_{б.\,в}$.

В этом случае входное сопротивление антенно-волноводного тракта целесообразно рассчитывать по формуле

$$Z_{вх} = W \frac{K_{б.\,в} - \frac{1}{2} i \left(1 - K_{б.\,в}^2\right) \sin 2kl}{K_{б.\,в}^2 \cos^2 kl + \sin^2 kl} \qquad (294)$$

(при $R_A > W$).

На практике при расчете $Z_{вх}$ линии, нагруженной на любое комплексное сопротивление, удобнее пользоваться круговой диаграммой (рис. 114).

Вычисления на круговой диаграмме проводятся в следующем порядке.

1. По заданным значениям сопротивления нагрузки $Z_н$, волнового сопротивления линии W *ом*, затухания линии β *неп/м*, длины линии l *м* и длины волны λ *м* рассчитываются отношения $\frac{Z_н}{W}$ и $\frac{l}{\lambda}$, а также произведение βl.

2. По вычисленному отношению $\frac{Z_н}{W} = \frac{R_н}{W} + i\frac{X_н}{W}$ находятся вспомогательные параметры α_l и β_l.

Величины $\frac{R_н}{W}$ отмечены на вертикальной оси, реактивная составляющая дугами (отсчет дуг ведется по третьей шкале, считая от края диаграммы).

3. Далее определяются коэффициенты, характеризующие фазу и модуль входного сопротивления,

$$\left.\begin{aligned} a &= \alpha_l + \frac{l}{\lambda}; \\ b &= \beta_l + \beta l. \end{aligned}\right\} \qquad (295)$$

4. По известным параметрам a и b находим на диаграмме точку комплексного входного сопротивления $Z_{вх}$, а по вертикальной и третьей круговой шкале находим активную и реактивную составляющие входного сопротивления $R_{вх}$ и $X_{вх}$.

Проиллюстрируем рассмотренный метод расчета конкретным примером.

Пример. Допустим дано: $Z_н = 100 + i\ 150$ *ом*; $W = 50$ *ом*, $\beta = 0{,}4$ *неп/м*; $l = 0{,}5$ *м*; $\lambda = 2{,}5$ *м*.

Определяем

$$\frac{Z_н}{W} = \frac{100}{50} + i\ \frac{150}{50} = 2 + i3;$$

$$\beta l = 0{,}4 \cdot 0{,}5 = 0{,}2 \text{ неп}; \quad \frac{l}{\lambda} = \frac{0{,}5}{2{,}5} = 0{,}2.$$

По $\frac{R_н}{W} = 2$ и $\frac{X_н}{W} = 3$ с диаграммы снимаем $\beta_l = 0{,}16$, отсюда $b = \beta_l + \beta_{\beta l} = 0{,}16 + 0{,}2 = 0{,}36$.

Из точки $\left(\frac{R_н}{W} = 2;\ \frac{x_н}{W} = 3\right)$ проводим прямую через центр диаграммы до пересечения с внешней шкалой «длина волны к генератору» диаграммы, по которой отсчитываем величину вспомогательного фазового параметра $\alpha_l = 0{,}212$. Величина $a = \alpha_l + \frac{l}{\lambda} = 0{,}212 + 0{,}2 = 0{,}412$.

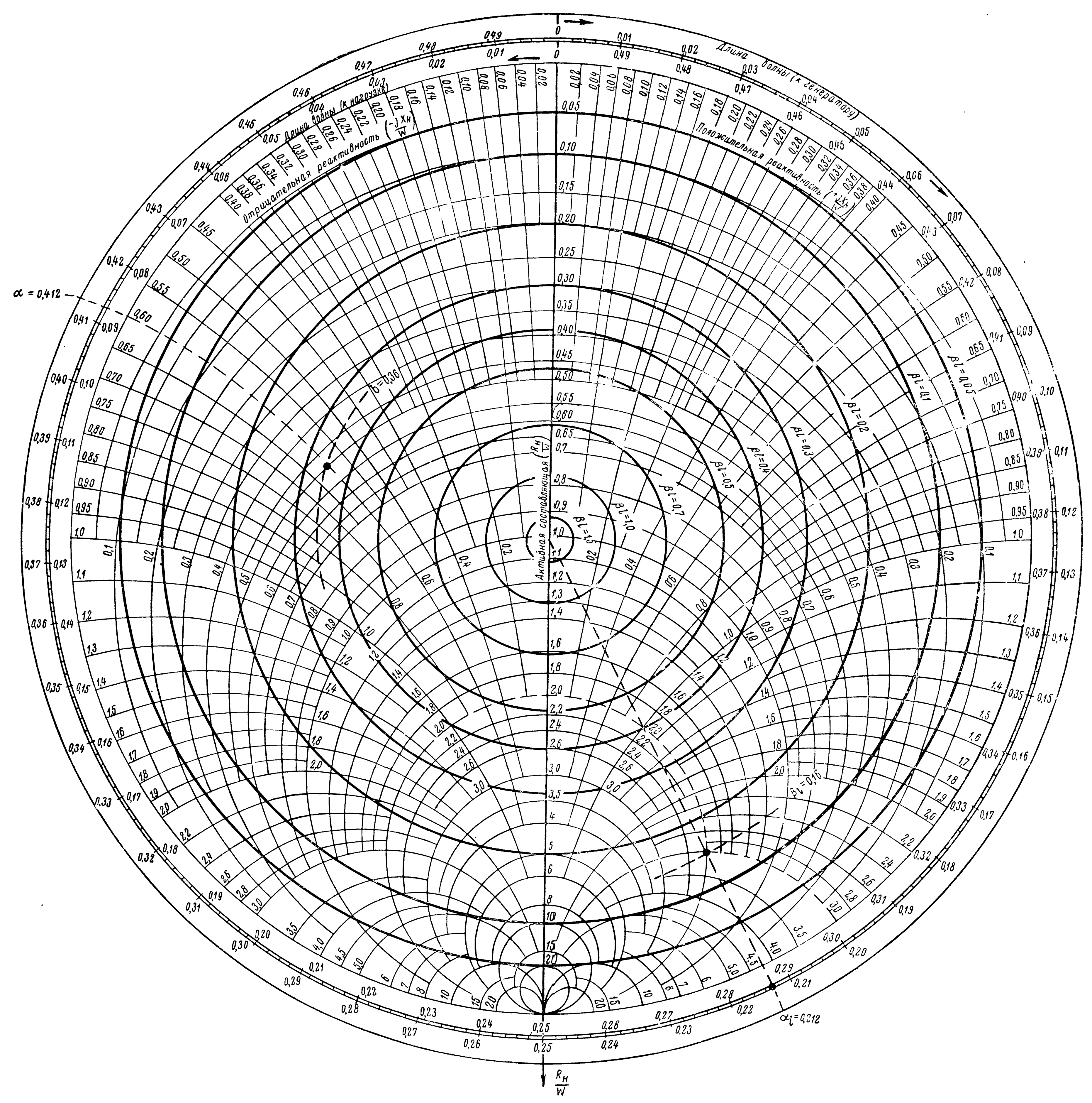


Рис. 114 Круговая диаграмма сопротивлений

Для точки (a, b) находим активную и реактивную составляющие искомого сопротивления, выраженного в единицах W. Для этого определяем точку пересечения двух кривых — окружности $b = 0{,}36$, отмеченной жирной линией, и дуги $a = 0{,}412$ (шкала «длина волны к генератору»).

Имеем

$$\frac{R_{вх}}{W} = 0{,}5; \quad \frac{X_{вх}}{W} = -0{,}6; \quad Z_{вх} = 0{,}5 - i0{,}6.$$

Отсюда

$$R_{вх} = 0{,}5 \cdot 50 = 25 \ ом;$$
$$X_{вх} = -0{,}6 \cdot 50 = -30 \ ом;$$
$$Z_{вх} = 25 - i30 \ ом.$$

Для ускорения и упрощения расчетов модуля комплексного сопротивления $|Z_{вх}|$ по его активной $R_{вх}$ и реактивной $X_{вх}$ составляющим, а также для решения обратной задачи удобно пользоваться номограммой (рис. 115).

Пользование номограммой сводится к следующему. Входные величины в одинаковых размерностях соединяются прямой линией, которая и отсекает на шкале искомую величину. При расчетах следует оперировать либо только левыми, либо правыми шкалами.

При проектировании линий передачи энергии необходимо считаться с коэффициентом передачи сигнала

$$k(i\omega) = k(\omega)\, e^{i\varphi(\omega)}, \tag{296}$$

где $k(\omega)$ — амплитудно-частотная характеристика;

$\varphi(\omega)$ — фазово-частотная характеристика линии.

Знание этих функций для ультракоротковолновых линий представляет существенный интерес, так как они определяют нежелательные искажения передаваемого сигнала. Эти искажения имеют место при нелинейных амплитудных и фазовых характеристиках.

Если $Z_н$ — входное сопротивление антенны;

Z_i — внутреннее сопротивление генератора;

W — волновое сопротивление линии;

l — длина линии передачи;

$\alpha = \frac{\omega}{v}$ — фазовая постоянная;

$m_н = \frac{Z_н}{W}$ и $m_i = \frac{Z_i}{W}$ — относительные входное сопротивление антенны и внутреннее сопротивление генератора, то для случая малых потерь ($\beta \approx 0$) частотные характеристики определяются по формулам

$$k(\omega) = \frac{m_н}{\sqrt{m_i + m_н^2 \cos^2 \alpha l + \left(1 + m_i m_н^2 \sin^2 \alpha l\right)}}; \tag{297}$$

$$\varphi(\omega) = -\operatorname{arc\,tg}\left(\frac{1 + m_i m_н}{m_i + m_н} \operatorname{tg} \alpha\right). \tag{298}$$

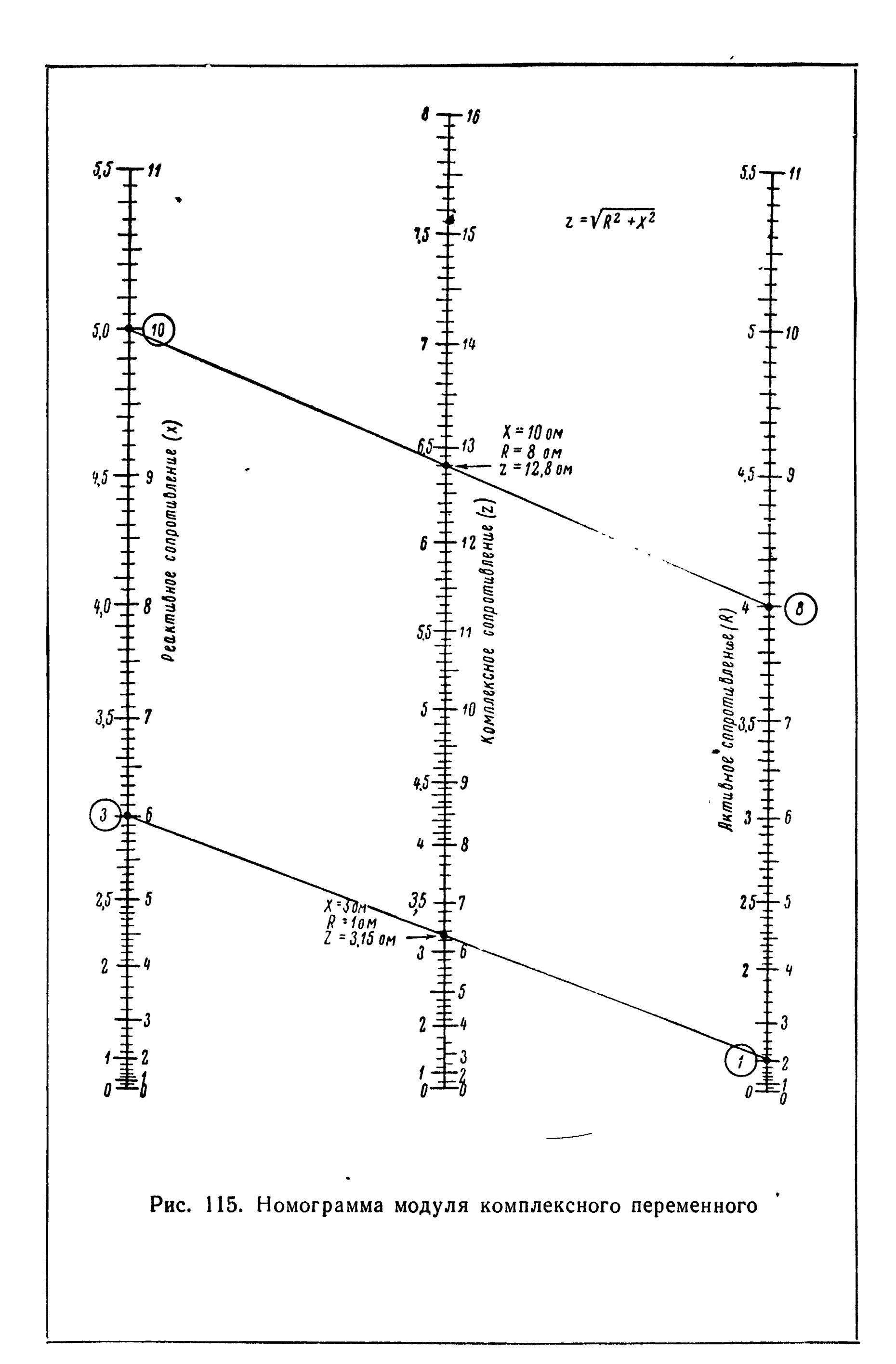


Рис. 115. Номограмма модуля комплексного переменного

§ 18. Определение и выбор параметров двухпроводных и коаксиальных линий

Входящие в формулы (54), (292), (293) и (297) величины W, β, α определяются через погонные индуктивность L_1, емкость C_1, сопротивление R_1 и проводимость G, которые в свою очередь зависят от конструктивных показателей линии.

Для симметричной двухпроводной линии они вычисляются по формулам

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= \frac{\mu_0}{\pi} \lg \frac{d}{r} \ \textit{гн/м}; \\ C_1 &= \frac{\pi\varepsilon}{\ln \frac{d}{r}} \ \textit{ф/м}; \\ R_1 &= \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\mu_0 f}{\pi\varepsilon}} \ \textit{ом/м}; \\ G_1 &= \omega C_1 \operatorname{tg} \delta \ \textit{мо/м} \end{aligned}\right\} \quad (299)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, *гн/м*; $\varepsilon = \varepsilon' \varepsilon_0 = \varepsilon' \frac{10^{-9}}{36\pi}$, *ф/м*;

σ — проводимость, *мо/м*;
d — расстояние между проводами;
r — радиус проводника.

Волновое сопротивление открытой двухпроводной линии рассчитывается по формулам

$$\left.\begin{aligned} W &= 276 \lg \frac{d}{r}, \ \textit{ом} \quad (d \gg r), \\ W &= 276 \lg \left[\frac{d + \sqrt{d^2 - 4r^2}}{2r} \right] (d \approx r) \end{aligned}\right\} \quad (300)$$

или определяется по графику рис. 116.

Затухание энергии β в симметричной двухпроводной линии определяется путем подстановки в формулы (288) и (289) величин распределенных сопротивления и проводимости из (299).

Фазовая постоянная для рассматриваемого типа фидера выражается зависимостью

$$\alpha = \omega C_1 W. \quad (301)$$

С точки зрения увеличения допустимой пропускаемой мощности целесообразно применять линии из толстых проводов с большим расстоянием между проводами d. При малых r и d образование короны и пробой промежутка между проводами наступает при сравнительно невысоких значениях напряжения.

Величина критической разности потенциалов, при которой возникает ионизация воздушного промежутка, зависит от частоты. Минимальное значение этого напряжения отмечается на частоте порядка 10—15 *Мгц*.

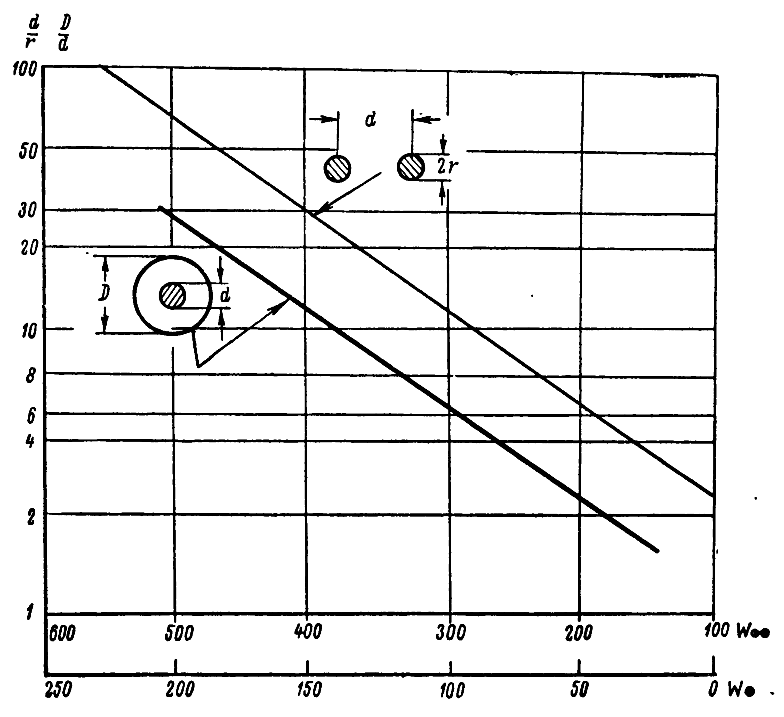


Рис. 116. График зависимости волнового сопротивления двухпроводной и коаксиальной линий от конструктивных размеров линий

Некоторые экспериментальные данные о величине критических напряжений приведены в табл. 11.

Таблица 11

Значения критического напряжения в вольтах для двухпроводной линии при $d = 27,5$ см

λ, *м*	Тип проводников	
	трубчатый $r = 5$ *мм*	сплошной $r = 1$ *мм*
30,3	9500	6750
21,0	8000	5500
6,3	7300	4500

Расчет погонных параметров коаксиальной линии ведется по формулам

$$\left.\begin{aligned} L_1 &= \frac{\mu_0}{2\pi}\ln\frac{D}{d}\ \text{гн/м};\\ C_1 &= \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\frac{D}{d}}\ \text{ф/м};\\ R_1 &= \left(\frac{1}{D}+\frac{1}{d}\right)\sqrt{\frac{\mu_0 f}{4\pi\sigma}}\ \text{ом/м};\\ G_1 &= 2\pi f C_1 \operatorname{tg}\delta\ \text{мо/м}. \end{aligned}\right\} \quad (302)$$

$$W = 138\frac{1}{\xi}\lg\frac{D}{d}\ \text{ом}, \quad (303)$$

$$\xi = \sqrt{1+\frac{b}{B}(\varepsilon'-1)},$$

где D — диаметр внешнего проводника;
d — диаметр внутреннего проводника кабеля;
b — толщина диэлектрических шайб кабеля;
B — расстояние между шайбами.

При сплошном заполнении диэлектриком пространства между проводниками коэффициент укорочения ξ равен $\sqrt{\varepsilon'}$.

Величину волнового сопротивления коаксиального кабеля можно определить также по графику, приведенному на рис. 116. Фазовая постоянная α и затухание β рассчитываются по формулам (288), (289), (301) и (302).

В настоящее время волновые сопротивления выпускаемых коаксиальных кабелей стандартизуются. Наиболее широкое распространение в практике находят фидеры с волновым сопротивлением 50—70 *ом*.

Параметры основных типов кабелей, выпускаемых отечественной промышленностью, даны в приложении 2.

При выборе стандартного волнового сопротивления кабеля необходимо учитывать ряд факторов, взаимно связанных между собой. Вопрос состоит в том, что, с одной стороны, волновое сопротивление определяется диаметрами D и d, с другой, — от этих же размеров зависит и удобство изготовления линии, и затухание в ней, а также величина пробивного напряжения и температура нагрева проводников во время работы и т. д.

Минимальное затухание в кабеле имеет место при отношении $\frac{D}{d} = 3{,}6 \div 3{,}4$, что соответствует $W = 70 \div 77$ *ом*.

Такие фидеры целесообразно использовать в приемных трактах радиолокационных станций.

В кабелях, соединяющих передатчик с излучающим устройством, на первый план выступают такие показатели, как допустимая мощность и напряженность электрического поля на внутреннем проводнике; поэтому рекомендуется использовать фидеры с отношением диаметров $\frac{D}{d} \approx 2,4$, что соответствует $W \approx 50$ *ом*.

Максимально допустимая передаваемая мощность для коаксиальной линии с воздушным заполнением определяется соотношением

$$P = \frac{U^2 W}{3,8 \cdot 10^4 \left(\lg \frac{r_2}{r_1}\right)^2} \text{ вт}, \qquad (304)$$

где U — предельно допустимое напряжение между проводами, *в*;
W—волновое сопротивление, *ом*;
r_1 — радиус внутреннего проводника, *ом*;
r_2 — радиус внешнего проводника, *см*;

Наличие металлических изоляторов вызывает искажение поля в фидере и приводит к снижению допустимого напряжения между проводниками.

Например, у кабелей с изоляторами при $r_2 = 1,6$ *см* и $4,13$ *см* допустимые напряжения ограничиваются на рабочей частоте соответственно 1,5 и 7 *кв*.

При выборе размеров коаксиальной линии необходимо обеспечивать исключение распространения волн высших типов. Последние возникают в тех случаях, когда среднее арифметическое длин окружностей внешнего и внутреннего проводников равно или больше длины волны, распространяющейся в линии, т. е. когда выполняется неравенство

$$\frac{\pi (D + d)}{2} \geqslant \lambda.$$

Обычно в коаксиальных кабелях возбуждается только поперечная электромагнитная волна ТЕМ, которая не имеет критической длины и может распространяться в линии любых размеров.

Длина волны в этом случае определяется по формуле

$$\lambda = \lambda_0 (1 - 1,7 \cdot 10^{-4} \beta^2), \qquad (305)$$

где β — затухание на одну длину волны, *дб*;
λ_0 — длина волны в свободном пространстве.

Но β величина малая, поэтому $\lambda \approx \lambda_0$ и условие (305), недопускающее распространения в кабеле волн высшего порядка, принимает вид

$$\frac{\pi (D + d)}{2} < \lambda_0.$$

Для центровки внутреннего проводника в коаксиальных линиях применяются четвертьволновые металлические изоляторы. Такого рода устройства узко диапазонны. Для расширения полосы про-

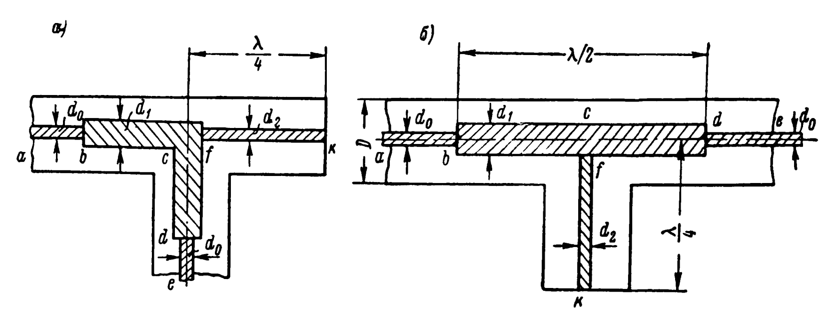


Рис. 117. Устройство коаксиальных согласующих: *а* — углового и *б* — прямолинейного трансформаторов

пускания коаксиального кабеля с металлическими изоляторами применяют согласующие трансформаторы (рис. 117, *а* и *б*).

Расчет широкополосных трансформаторов сводится к определению диаметров внутреннего проводника d_1 и d_2 при известных D и d_0.

Определение указанных размеров удобнее производить с помощью графика, показанного на рис. 118, через проводимость:

Y_0 — на участках *ab* и *de*;

Y_1 — на полуволновом участке *bcd*;

Y_2 — на четвертьволновом участке *fk*.

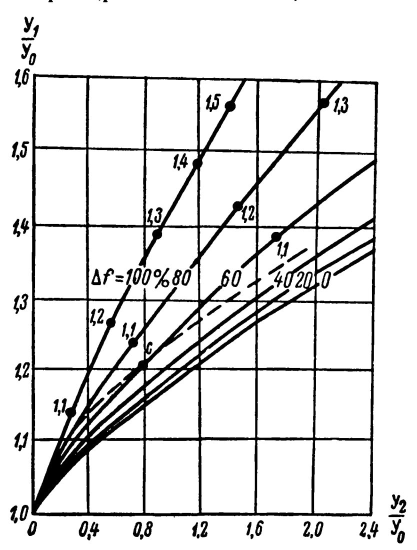


Рис. 118. График зависимости относительной проводимости элементов коаксиальных согласующих трансформаторов (на кривых точками отмечены значения максимально допустимого $K_{св}$)

Порядок расчета трансформатора сводится к следующему:

а) проводим на графике линию, соединяющую на кривых разных Δf точки заданного значения $K_{с.в}$;

б) находим точку пересечения линии равных $K_{с.в}$ с кривой заданной полосы пропускания Δf;

в) с осей координат считываем относительные проводимости $\frac{Y_2}{Y_0}$ и $\frac{Y_1}{Y_0}$;

г) по известным D и d_0 определяем Y_0;
д) находим Y_2 и Y_1;
е) по найденным Y_2 и Y_1 рассчитываем искомые d_2 и d_1.

Пример. Дано: $\lambda = 10$ *см*, $\Delta f = 60\%$; $K_{с.в} = 1{,}05$, $D = 20$ *мм*; $d_0 = 5$ *мм*. Определить конструктивные размеры d_1 и d_2.

1. Проводим через точки 1,05 вспомогательную кривую, она пересекает линию $\Delta f = 60\%$ в точке C.
2. Точка C отвечает $Y_2 = 0{,}85\ Y_0$ и $Y_1 = 1{,}24\ Y_0$.
3. $Y_0 = \omega C_1 \operatorname{tg}\delta + j\omega C_1$. Для кабеля с воздушным заполнением $\varepsilon' = 1$, $\operatorname{tg}\delta \approx 0$, поэтому

$$Y_0 = j\omega C_1;$$

$$C_1 = \frac{10^{-9}\varepsilon'}{9\cdot 4{,}6 \lg \dfrac{D}{d_0}} = \frac{10^{-9}}{0{,}6\cdot 9\cdot 4{,}6} \approx 4\cdot 10^{-11}\ ф/м;$$

$$Y_0 = i2\pi\cdot 3\cdot 10^9\cdot 4\cdot 10^{-11} \approx i0{,}76\ мо/м.$$

4. $Y_2 = 0{,}85\cdot 0{,}76 \approx 0{,}65$ *мо/м*;

$Y_1 = 1{,}24\cdot 0{,}76 \approx 0{,}94$ *мо/м*.

5. $$\lg\frac{D}{d_1} = \frac{\omega\cdot 10^{-9}}{9\cdot 4{,}6\cdot Y_1} = \frac{2\pi\cdot 3\cdot 10^9\cdot 10^{-9}}{9\cdot 4{,}6\cdot 0{,}94} \approx 0{,}49;$$

$$d_1 \approx 6{,}2\ мм.$$

6. $$\lg\frac{D}{d_2} = \frac{\omega\cdot 10^{-9}}{9\cdot 4{,}6\cdot Y_2} = \frac{2\pi\cdot 3\cdot 10^9\cdot 10^{-9}}{9\cdot 4{,}6\cdot 0{,}65} \approx 0{,}71;$$

$$d_2 \approx 2{,}4\ мм.$$

§ 19. Определение основных параметров волноводов

Порядок определения параметров трубчатых волноводов несколько отличается от расчета симметричных и коаксиальных линий передачи. Прежде всего следует иметь в виду, что электрические параметры волновода зависят от формы волновода и типа волны, возбуждаемой в нем. Поэтому дальнейшие рассуждения будем проводить применительно к волноводам прямоугольного и круглого сечений и наиболее характерным типам электрических и магнитных волн.

Известно, что по волноводу могут распространяться волны короче некоторой критической волны $\lambda_{кр}$.

Величина последней определяется в первую очередь геометрическими размерами сечения волновода. При решении вопросов согласования волновода с другими элементами высокочастотного тракта необходимо знать его волновое сопротивление.

Существенным показателем всякой линии передачи, в том числе и волноводов, является фазовая постоянная α и величина затухания электромагнитной энергии, обусловленной конечной проводи-

мостью проводника β_{Cu} и несовершенством диэлектрика β_ε. Общее затухание выражается формулой

$$\beta=\beta_{Cu}+\beta_\varepsilon+\beta_\Sigma. \qquad (306)$$

Третьей компонентой в общей формуле затухания — затуханием на излучение β_Σ — в данном случае можно смело пренебречь, так как волновод представляет собой экранированную линию передачи. Ниже приводятся формулы для расчета вышеперечисленных параметров прямоугольного и цилиндрического волноводов (табл. 12 и 13).

В табл. 12 и 13 все величины даны в практической системе единиц и обозначают:

$\varepsilon=\varepsilon'\varepsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость, *ф/м*;

$\mu=\mu'\mu_0$ — магнитная проницаемость среды, заполняющей волновод, *гн/м*;

a, b — размеры широкой и узкой стенок волновода;

$R_S=\frac{1}{\sigma\delta}=\sqrt{\frac{\pi f\mu}{\sigma}}$ — удельное поверхностное сопротивление проводника, *ом*;

$2a$ — диаметр цилиндрического волновода;

σ — проводимость проводника, *ом/м*;

δ — глубина проникновения поверхностных токов, *м*.

В табл. 14 приводятся величины электрических показателей, наиболее часто применяемых материалов для изготовления волноводов.

В прямоугольном волноводе основным типом волны является волна H_{10}, так как, во-первых, она имеет наибольшее значение критической волны (для заданной λ требуется волновод минимально возможных размеров), а во-вторых, критическая длина волны для этого типа, как будет показано ниже, зависит только от одного из размеров волновода. Следовательно, для данной λ этот последний размер можно выбрать настолько малым, чтобы было возможно распространение волн только одного типа H_{10}. В этом случае не возникает трудностей, связанных с возбуждением волн высшего порядка в силу неоднородности волновода или по другим причинам.

В-третьих, поляризация поля при данном типе волны строго фиксирована, электрическое поле ориентировано строго между широкими стенками волновода. И, наконец, волна H_{10} имеет минимальное затухание из всех возможных типов волн E и H.

На рис. 119 показаны кривые зависимости затухания от частоты при различных типах волн в волноводе с размерами $a \times b = 10 \times 10$ *см*. При повышении частоты затухание растет за счет увеличения поверхностного сопротивления сравнительно медленно.

Таблица 12

Формулы для расчета электрических параметров прямоугольных волноводов

Параметры	Волна магнитная		Волна электрическая	
	H_{10}	H_{11}	E_{11}	E_{12}
$\lambda_{кр}$, *м*	$2a$	$\frac{2ab}{\sqrt{4b^2+a^2}}$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$	$\frac{2ab}{\sqrt{4b^2+a^2}}$
α, *рад/м*	$\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon-\frac{\pi^2}{a^2}}$	$\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon-\frac{\pi^2}{b^2}-\frac{\pi^2}{a^2}}$	$\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon-\frac{\pi^2}{b^2}-\frac{\pi^2}{a^2}}$	$\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon-\frac{\pi^2}{b^2}-\frac{4\pi^2}{a^2}}$
β_{Cu} *неп/м*	$\frac{R_S\left[1+\frac{2b}{a}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]}{\eta b\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$	$\frac{2R_S}{b\eta\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}\left\{\left(1+\frac{b}{a}\right)\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2+\left[1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2\right]\frac{\frac{b}{a}\left(\frac{b}{a}+1\right)}{\frac{b^2}{a^2}+1}\right\}$	$\frac{2R_S\left[\left(\frac{b}{a}\right)^3+1\right]}{\eta b\left[\left(\frac{b}{a}\right)^2+1\right]\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$	
β_ε, *неп/м*	$\frac{\sigma\eta}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$, где $\eta=\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$			
W, *ом*	$\frac{\eta}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$		$\eta\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}$	

Таблица 13

Формулы для расчета электрических параметров цилиндрических волноводов

Параметры	Волна электрическая		Волна магнитная	
	E_{01}	E_{11}	H_{01}	H_{11}
$\lambda_{кр}$, *м*	$2{,}61a$	$1{,}64a$	$1{,}64a$	$3{,}41a$
α, *рад/м*	$\frac{\omega}{v_ф}$; $v_ф = \frac{C}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$			
β_{Cu}, *неп/м*	$\frac{R_S}{d\eta} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$		$\frac{R_S}{d\eta} \cdot \frac{\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$	$\frac{R_S}{d\eta} \cdot \frac{\frac{\lambda^2}{\lambda_{кр}} + 0{,}42}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$
β_{ε}, *неп/м*	$\frac{\sigma\eta}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$, где $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$			
W, *ом*	$\eta\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}$		$\frac{\eta}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}$	

Следовательно, прямоугольный волновод можно применять для передачи электромагнитной энергии в сравнительно широком диапазоне частот, который ограничивается, с одной стороны, критическим значением частоты для волны H_{10} и, с другой, — критическим значением частоты для волны H_{20}. В связи с этим представляется возможным для перекрытия всего используемого в радиолокации диапазона волн иметь ограниченное число прямоугольных волноводов.

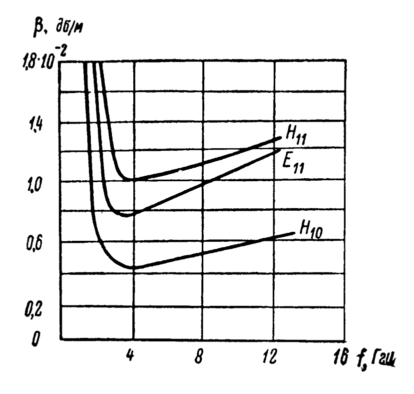


Рис. 119. График зависимости затухания волны в прямоугольном волноводе от частоты

Оптимальная частота определяется из соотношения

$$f_{\text{опт}} = \sqrt{3}\, f_{\text{кр}} \text{ или } \lambda_{\text{опт}} = \frac{\lambda_{\text{кр}}}{\sqrt{3}}.$$

Максимальная мощность, которую можно передавать по волноводу, ограничивается допустимым пробивным напряжением $E_{\text{пробив}}$. Последнее зависит от разности потенциалов между широкими стенками, состоянием внутренней поверхности волновода и диэлектрика, заполняющего его полость.

Если принять $E_{\text{пробив}}$ для нормальных условий эксплуатации, равной 30 *кв/см*, то максимально допустимая мощность с четырех-

Таблица 14

Электрические показатели некоторых материалов

Материал	σ, *мо/м*	μ, *гн/м*	δ, *мм*	R_S, *ом*
Серебро	$6{,}17\ 10^7$	$4\cdot10^{-7}$	$64{,}2\frac{1}{\sqrt{f}}$	$2{,}52\cdot10^{-7}\sqrt{f}$
Медь	$5{,}8\cdot10^7$	$4\cdot10^{-7}$	$66\frac{1}{\sqrt{f}}$	$2{,}61\cdot10^{-7}\sqrt{f}$
Алюминий	$3{,}72\cdot10^7$	$4\cdot10^{-7}$	$82{,}6\frac{1}{\sqrt{f}}$	$3{,}26\cdot10^{-7}\sqrt{f}$
Латунь	$1{,}57\cdot10^7$	$4\cdot10^{-7}$	$127\frac{1}{\sqrt{f}}$	$5{,}01\cdot10^{-7}\sqrt{f}$
Припой	$0{,}706\cdot10^7$	$4\cdot10^{-7}$	$185\frac{1}{\sqrt{f}}$	$7{,}73\cdot10^{-7}\sqrt{f}$

кратным запасом на повышение надежности может быть определена по формуле

$$P=0{,}62ab\frac{\lambda}{\lambda_в}\ \textit{Мвт}, \qquad (307)$$

где a, b — размеры волновода, *см*;

λ — длина волны в свободном пространстве, *см*;

$\lambda_в$ — длина волны в волноводе, *см*.

Необходимо иметь в виду, что при недостаточном согласовании антенно-волноводного тракта в линии устанавливается стоячая волна, которая повышает напряжение, а следовательно, снижает величину пропускаемой мощности.

При $K_{б.\,в}\approx 0{,}6$ поправочный коэффициент в формуле (307) равен 0,65. Величина пробивного напряжения определяется плотностью и степенью ионизации атмосферы. Указанное обстоятельство должно учитываться при проектировании высокочастотных устройств радиолокационных станций, применяемых в летательных аппаратах, так как на больших высотах плотность воздуха значительно уменьшается, а ионизация его увеличивается. Это приводит к снижению пробивного напряжения и уменьшению передаваемой по волноводу мощности.

Изменение допустимой передаваемой по волноводу мощности в процентах в зависимости от высоты полета h показано ниже:

h, *км*	0	3	6	9	12	15
P, %	100	50	27	13	5	2

Для устранения этого недостатка волноводы следует герметизировать.

В приложении 1 приводятся основные данные некоторых волноводов.

Круглые волноводы, несмотря на существенные недостатки, связанные с искажением поляризации волны и трансформации основной волны в волну более высокого типа, могут найти широкое применение в прямолинейных волноводных трактах для канализации больших мощностей.

Из всех типов волн, используемых в круглых волноводах (E_{01}, H_{11}, H_{01}, E_{11} и др.), иногда выгодно возбуждать магнитную волну H_{01}, так как коэффициент затухания ее монотонно убывает с ростом частоты (рис. 120).

Недостатком волны H_{01} является высокое значение критической частоты, что требует большого диаметра волновода. Как видно из рис. 121, соотношение между диаметром и длиной волны должно

быть равно 1,5—2,0. Однако при больших d возникает опасность распространения волн высших типов.

При проектировании вращающихся сочленений также следует отдавать предпочтение волне H_{01}, так как она имеет симметричное распределение электрического и магнитного полей. При вращении секций волновода относительно друг друга не происходит искажения поляризации волн. С другой стороны, потери во вращающемся сочленении малы, так как волна H_{01} возбуждает в металлических

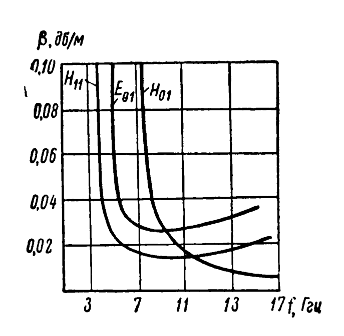


Рис. 120. Кривые зависимости затухания волн в цилиндрическом волноводе диаметром 51 *мм* от частоты

Рис. 121. Кривые зависимости затухания в круглом волноводе от диаметра на частоте $3 \cdot 10^9$ *Мгц*

стенках волновода только круговые токи, параллельные линии разъема сочленения.

Допустимый угол изгиба цилиндрического волновода θ_c (рис. 122) обратно пропорционален радиусу волновода a и вычисляется по формуле

$$\theta_c = \frac{\pi}{2,32} \frac{\lambda}{a} \text{ рад.}, \qquad (308)$$

где λ — наиболее короткая длина волны диапазона, в котором должен работать волновод.

При изгибах цилиндрического волновода основная волна H_{01} может трансформироваться в волны E_{11} и H_{11}, несимметричные относительно оси волновода. Основной причиной вырождения волны H_{01} в E_{11} является равенство их фазовых скоростей. Поэтому в качестве фильтров паразитной волны E_{11} могут быть использованы элементы, разделяющие фазовые скорости. К ним относятся участки эллиптического и гофрированного волноводов, потери энергии в которых на угол θ_c составляют около 0,1 *дб*. Для беспрепятственного прохождения волны H_{01} шаг, или периодичность, структуры гофра должен быть значительно меньше длины волны.

Другие способы подавления побочных волн основаны на применении поглощающих фильтров (рис. 123) в виде диэлектрических пластин, устанавливаемых параллельно электрическим силовым линиям, многосекторных металлических звездочек, проволочных элементов и медных колец.

Для понижения уровня паразитных волн на 20 *дб*, как показывает практика, достаточно применить шестисекторные фильтры при длине 5—7 *см*. Использование фильтров четырех- и двухсекторных не дает существенного подавления волн E_{11} и

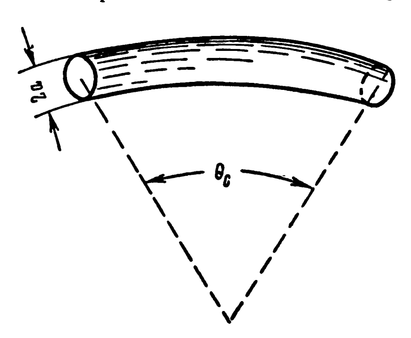


Рис. 122. Изгиб цилиндрического волновода

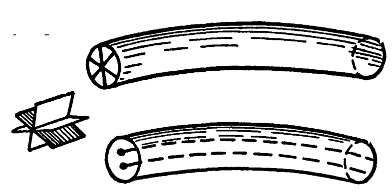


Рис. 123. Схема фильтров круглого волновода

H_{11}, фильтры же с числом секторов, больших 6, вносят значительное затухание основной волны H_{01}.

Во вращающихся сочленениях нередко используется волна E_{01}, электрическое и магнитное поля которой симметричны относительно центра сечения волновода.

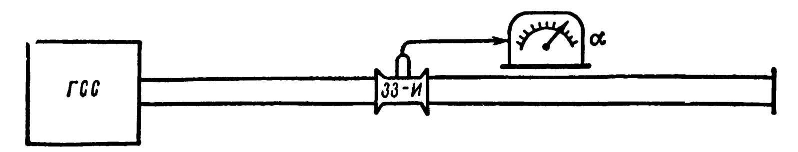


Рис. 124. Схема включения приборов для измерения затухания волноводного тракта

В формулу для вычисления к. п. д. фидерного устройства станции входит величина общего затухания. Рассчитать суммарное затухание волноводного тракта часто затруднительно и поэтому целесообразно прибегнуть к непосредственному измерению с помощью генератора и волноводной измерительной линии, включаемых в волноводный тракт, как показано на рис. 124.

Волноводный тракт закорачивается хорошо проводящей пластиной. В случае затухания энергии в волноводе устанавливается смешанная волна. Чем больше затухание волны, тем меньше разница между максимальным и минимальным показаниями индика-

тора измерительной линии. Искомое затухание вычисляется по формуле

$$\beta = \frac{8{,}7}{l}\sqrt{\frac{\alpha_{min}}{\alpha_{max}}}\ \partial б/м, \qquad (309)$$

где l — длина тракта, *м*;

α_{min} — показания прибора в узле стоячей волны;

α_{max} — отсчет индикаторного прибора в пучности стоячей волны.

Конечной целью расчета волноводного тракта является вычисление его к. п. д. Коэффициент полезного действия волноводной линии передачи определяется по формуле

$$\eta = \frac{1}{1 + \left(K_{б.\,в} + \frac{1}{K_{б.\,в}}\right)0{,}115\beta l}, \qquad (310)$$

где η — коэффициент полезного действия;

β — общее затухание энергии в волноводе, 1 *дб/м*;

l — длина волноводного тракта.

Коэффициент бегущей волны измеряется или вычисляется через коэффициент отражения по формулам (290).

Допустимая мощность излучения определяется по табл. 1 приложения 1 или рассчитывается по формуле (307).

Пример. Определить к. п. д. линии передачи, составленной из волноводов размерами 12,7 × 25,4 *мм*. Длина волны $\lambda = 3{,}2$ *см*. Протяженность волноводной трассы $l = 10$ *м*, $K_{б.\,в} = 0{,}8$.

В табл. 1 приложения 1 определяется погонное затухание

$$\beta = 0{,}1\ \partial б/м = \frac{0{,}1}{8{,}68} \approx 0{,}011\ неп/м;$$

$$\eta = \frac{1}{1 + \left(K_{б.\,в} + \frac{1}{K_{б.\,в}}\right)\beta l} = \frac{1}{1 + \left(0{,}8 + \frac{1}{0{,}8}\right)0{,}011\cdot 10} \approx 0{,}6.$$

Допустимая мощность для данного волновода составляет 250 *квт*. По условиям установки и эксплуатации радиолокационных станций часто оказывается невозможным применять прямолинейные трассы волноводов.

Для поворота волноводов в различных плоскостях используются уголковые переходы, плавные изгибы и скрученные секции. Уголковые переходы для прямоугольных волноводов обычно выполняются со срезами на углах или с волноводными вставками (рис. 125, *а* и *б*), цель которых компенсировать шунтирующее действие острого угла и тем уменьшить нерегулярность волновода в месте перегиба.

Угольники с изгибом в плоскости широкой стенки волновода обычно именуются *H*-угольниками, с изгибом в плоскости узкой стенки — *E*-угольниками.

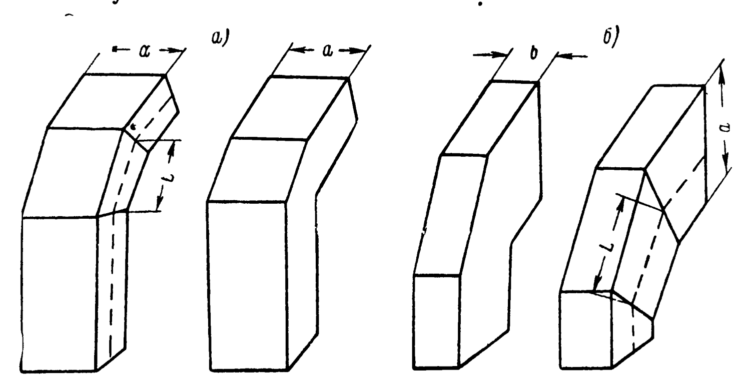


Рис. 125. Схемы уголковых переходов (*а*) типа *E* и (*б*) типа *H*

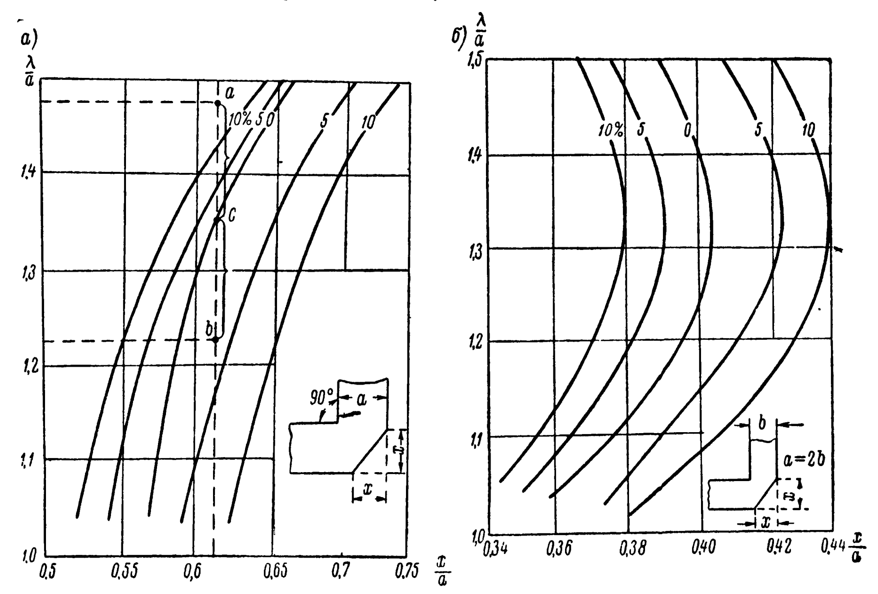


Рис. 126. Кривые оптимальных размеров угольников при различных погрешностях согласования: *а* — изгиб волновода в плоскости *H*; *б* — изгиб волновода в плоскости *E*

Оптимальные размеры этих элементов могут быть определены по кривым (рис. 126, *а*, *б*). Каждая кривая соответствует погрешности согласования сопротивлений в 0,5 и 10%. Кривые показывают, что размеры угольников слабо зависят от частоты.

П р и м е р. Воспользуемся приведенными графиками для расчета уголкового перехода, который должен работать с минимальной неоднородностью в диапазоне волн $\lambda = 2{,}8 \div 3{,}4$ *см*. Размер волновода $a = 2{,}3$ *см*. Для крайних частот диапазона определяем отношения

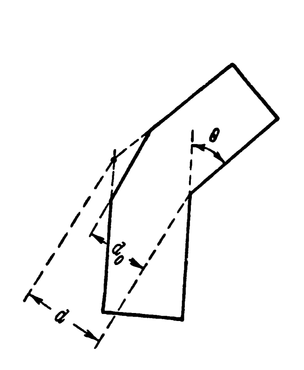
$$\frac{\lambda_{\min}}{a} = \frac{2{,}8}{2{,}3} = 1{,}22;$$

$$\frac{\lambda_{\max}}{a} = \frac{3{,}4}{2{,}3} = 1{,}48.$$

Проводим прямые $\frac{\lambda_{\min}}{a}$ и $\frac{\lambda_{\max}}{a}$, на них находим точки (a, b), лежащие на одной вертикали и равно удаленные от кривой (0%).

Полученная вертикальная линия и дает искомое значение размера

$$x = 0{,}615a = 0{,}615 \cdot 2{,}3 \approx 1{,}41 \text{ см}.$$



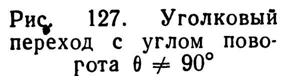


Рис. 127. Уголковый переход с углом поворота $\theta \neq 90°$

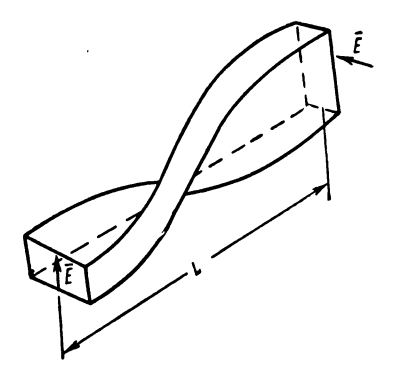


Рис. 128. Секция скрученного волновода

Графики, приведенные на рис. 126, применимы только в случае, когда угол поворота равен 90°. При углах поворота, отличных от прямого (рис. 127), для расчета оптимальных размеров угольников можно пользоваться данными, приведенными в табл. 15.

Таблица 15

Основные параметры волноводных угольников

$\theta°$		10	20	40	60	80	100
$\frac{d}{d_0}$	E-угольник	0,97	0,95	0,87	0,775	0,675	0,55
	H-угольник	0,98	0,96	0,90	0,82	0,95	0,65

Средняя длина L волноводной вставки (рис. 125) зависит от соотношения длины волны и широкого размера волновода a.

При $\frac{\lambda}{a} = 1{,}2 \div 1{,}8$, $L = (0{,}3 \div 0{,}275)\ \lambda_в$. При плавных изгибах в E- или H-плоскостях внутренний радиус изгиба R не является критичным и может быть выполнен сравнительно малым. При $R \geqslant \lambda_в$, $K_{б.в} = 0{,}95$.

Скручивание волновода (рис. 128) для изменения поляризации также вносит некоторую неоднородность, которая определяется тщательностью выполнения скрутки и крутизной сворачивания секции. Коэффициент бегущей волны в секции длиной $L \geqslant 2\ \lambda_в$, в скрученной на 90°, не меньше 0,92.

§ 20. Элементы согласования волноводов

Различного рода неоднородности в волноводах вызывают значительное отражение энергии, чем снижают коэффициент бегущей волны и коэффициент полезного действия антенно-волноводного тракта станции.

Для согласования сопротивлений отдельных участков волновода или волновода с нагрузкой широко применяются разнообразные согласующие элементы в виде индуктивных и емкостных диафрагм, диэлектрических пластин, штырей, реактивных шлейфов и четвертьволновых пластинчатых трансформаторов.

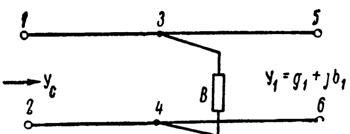


Рис. 129. Эквивалентная схема волновода с согласующим элементом

Все существующие методы согласования волноводов основаны на внесении дополнительных реактивных сопротивлений. Введение в волновод согласующих элементов, эквивалентно включению в линию в точках *3* и *4* некоторой проводимости B (рис. 129).

Для согласования участков волновода между ними следует подключить такое реактивное сопротивление, которое скомпенсировало бы в сечении *3—4* реактивную составляющую $в_{3,4}$.

Полным условием согласования волноводного тракта являются равенства

$$\left.\begin{aligned} g_{3,4} &= Y_0; \\ b_{3,4} &= -B. \end{aligned}\right\} \qquad (311)$$

Следовательно, расчет согласующих элементов сводится к подбору таких размеров, которые бы обеспечили равенство реактивных составляющих.

Проводимость Y_1 и ее составляющие можно определить по формуле (312) через известные проводимость Y_0 и коэффициент бегущей волны в волноводе $K_{б.в}$

$$Z_1 = W \frac{K_{б.в} \mp \frac{1}{2} i \left(1 - K_{б.в}^2\right) \sin 2kL}{K_{б.в}^2 \cos^2 kL + \sin^2 kL} \qquad (312)$$

(знак минус при сопротивлении нагрузки $Z_н > W$; знак плюс при $Z_н < W$),

где $Z_1 = \frac{1}{Y_1}$; $W = \frac{1}{Y_0}$;

L — длина регулярного участка волновода.

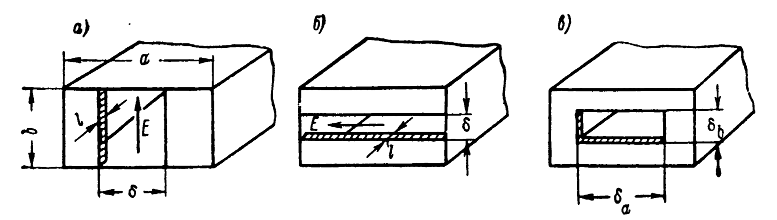


Рис. 130. Согласующие диафрагмы: *а* — индуктивная; *б* — емкостная; *в* — диафрагма со смешанной реактивностью

Характер и величина реактивной проводимости *В* согласующего элемента определяются типом и размерами последнего.

Среди согласующих элементов широкое распространение в прямоугольных волноводах получили металлические диафрагмы. Такие диафрагмы обеспечивают получение чисто реактивной проводимости только в случае, если они выполнены из идеально проводящего материала и имеют бесконечно малую толщину. В реальных условиях из-за конечных толщин и проводимости диафрагма вносит и некоторую активную проводимость, обусловливающую наличие потерь энергии. Характер проводимости, вносимой диафрагмой, зависит от расположения ее отверстия относительно стенок волновода. Проводимость диафрагмы, края которой ориентированы параллельно вектору E, имеет индуктивный характер (рис. 130, *а*). Емкостную проводимость вносит диафрагма с отверстием, перпендикулярным электрическому вектору $\overline{E}$ (рис. 130, *б*). Возможен вариант диафрагмы со смешанной индуктивно-емкостной реактивностью (рис. 130, *в*).

Расчет проводимости и сопротивлений диафрагм выполняется по следующим формулам.

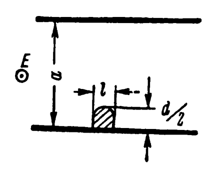
Диафрагма индуктивная, симметричная, конечной толщины, образованная пластинами эллиптического поперечного сечения.

Ее основные размеры и эквивалентная схема показаны соответственно на рис. 131, *а* и *б*

$$X_a = W \frac{2a}{\lambda_в} \left(\frac{a}{\pi D_1}\right)^2 \text{ при } \frac{\pi D_1}{\lambda} \ll 1; \quad (313)$$

$$X_в = W \frac{a}{8\lambda_в} \left(\frac{\pi D_2}{a}\right)^4 \text{ при } \frac{\pi D_2}{\lambda} \ll 1; \quad (314)$$

$$D_1 = \sqrt{\frac{d(l+d)}{2}}; \quad D_2 = \sqrt[4]{\frac{ld(l+d)^2}{2}}. \quad (315)$$



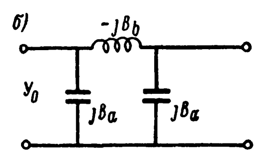


Рис. 131. Основные размеры и эквивалентная схема симметричной индуктивной диафрагмы

Диафрагма индуктивная несимметричная (рис. 132)

$$X_a = W \frac{4a}{\lambda_в} \left(\frac{a}{\pi D_1}\right)^2 \text{ при } \frac{\pi D_1}{\lambda} \ll 1;$$

$$X_в = W \frac{a}{16\lambda_в} \left(\frac{\pi D_2}{a}\right)^2 \text{ при } \frac{\pi D_2}{\lambda} \ll 1.$$

Рис. 132. Несимметричная индуктивная диафрагма

Рис. 133. Основные размеры и эквивалентная схема емкостной диафрагмы

D_1 и D_2 вычисляются по формулам (315).

Диафрагма емкостная симметричная конечной толщины рис. 133, *а*, *б*).

$$B_a = B_1 + \frac{b}{\delta} Y_0 \operatorname{tg} \frac{\pi l}{\lambda_в};$$

$$B_b = Y_0 \frac{b}{\delta} \operatorname{coses} \frac{2\pi l}{\lambda_в},$$

где

$$B_1 = Y_0 \frac{b}{\lambda_в}\left[\left(\frac{\pi d g}{2b}\right)^2 + \frac{1}{6}\left(\frac{\pi d g}{2b}\right)^4 - \frac{\pi l d}{2b\delta} + \frac{3}{2}\left(\frac{b}{\lambda_в}\right)^2\left(\frac{\pi d}{2b}\right)^4\right]$$

при

$$\frac{l}{d} \ll 1, \quad g \approx 1 + \frac{l}{\pi d}\ln\left(\frac{4\pi}{b}\frac{d}{l}\right).$$

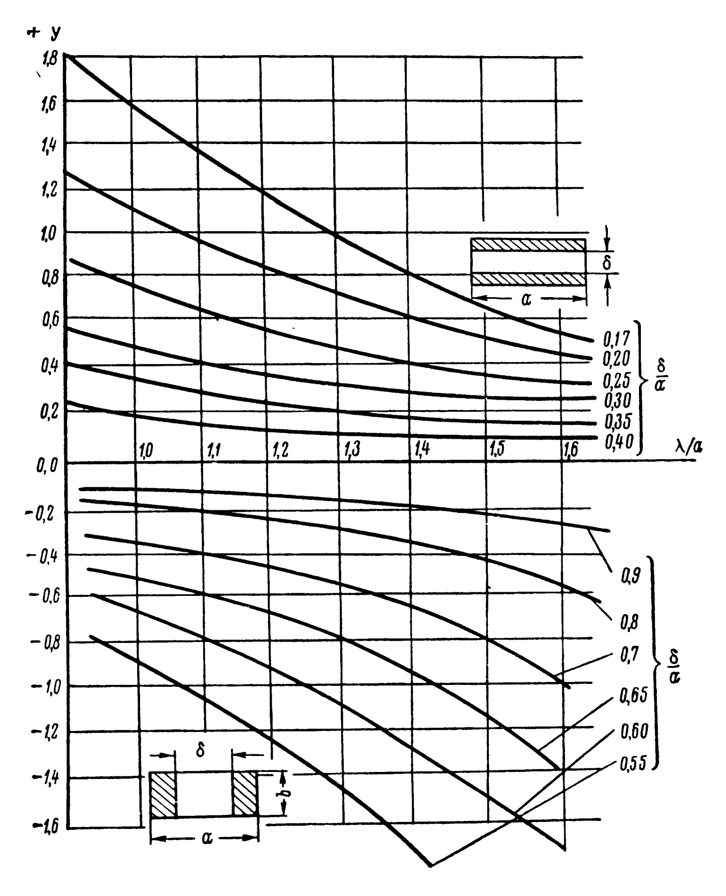


Рис. 134. График зависимости проводимости симметричных диафрагм от их основных размеров

Пределы применимости формулы ограничиваются неравенством $\frac{b}{\lambda_в} < 1$.

Диафрагма емкостная несимметричная рассчитывается по формулам симметричной диаграммы, но с учетом того, что $\lambda_в$ заме-

няется на $\frac{\lambda_в}{2}$. Для тонких диафрагм $\left(\frac{l}{a} < 0{,}05\right)$ влиянием толщины можно пренебречь и тогда расчет удобнее производить с помощью графиков (рис. 134.)

Из рассмотренных диафрагм предпочтение следует отдавать индуктивным, так как емкостные диафрагмы уменьшают расстояние между широкими стенками волновода, чем снижают величину пробивного напряжения и пропускаемой мощности. Емкостные диафрагмы целесообразно использовать для согласования маломощных волноводных трактов.

Для согласования двух областей *1* и *3*, рис. 135, волновода с различными волновыми сопротивлениями W_1 и W_3 иногда при-

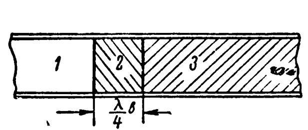


Рис. 135. Согласование волноводов с помощью диэлектрической пластины

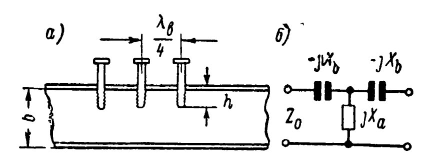


Рис. 136. Согласование волновода посредством штырей *а* — общая схема; *б* — эквивалентная схема

меняется диэлектрическая пластина *2* толщиной $\frac{\lambda_в}{4}$ с волновым сопротивлением W_2, рассчитываемым по формуле

$$W_2 = \sqrt{W_1 W_3}\,. \tag{316}$$

По найденному W_2 и известным размерам волновода определяется диэлектрическая проницаемость пластины.

Пример. Требуется согласовать два участка волновода, заполненные воздухом $W_1 = 577$ *ом* и бакелитом $W_3 = 268$ *ом*. Волновод имеет размеры 10×23 *см*; $\lambda = 3$ *см*.

Подобные задачи приходится решать при расчете диэлектрических антенн, питаемых волноводом. По формуле (316) находим волновое сопротивление согласующего участка $W_2 = \sqrt{W_1 W_3} = \sqrt{577 \cdot 268} \approx 355$ *ом*.

Из выражения

$$W_2 = \frac{\eta_2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \tag{317}$$

определяем

$$\eta_2 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} = 245 \text{ ом}.$$

Отсюда относительная диэлектрическая проницаемость материала согласующей пластины при $\mu_2 = 1$ должна быть равна $\varepsilon_2 \approx 2{,}5$. Далее находим

толщину пластины Δ, для чего предварительно рассчитаем длину волны в диэлектрическом волноводе $\lambda_{в\varepsilon}$.

$$\lambda_{в\varepsilon} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = \frac{3}{\sqrt{2,5 - \left(\frac{3}{4,6}\right)^2}} = 2,1 \text{ см}.$$

Тогда

$$\Delta = \frac{\lambda_{в\varepsilon}}{4} = \frac{21}{4} \approx 5 \text{ мм}.$$

Итак, для согласования двух заданных волноводов необходимо использовать полистироловую пластину толщиной 5 *мм*.

Согласование с помощью штырей применяется в тех случаях, когда в высокочастотном тракте имеются элементы, требующие из-за повреждений сравнительно частой замены, а входное сопротивление однотипных элементов отличается друг от друга. Штыри представляют собой цилиндрические стержни с резьбой, ввинчиваемые внутрь волновода обычно через широкую стенку. Для более полного согласования волноводного тракта применяется несколько штырей (чаще три), устанавливаемых друг от друга на расстоянии $\frac{\lambda_в}{4}$ (рис. 136, *а*, *б*). Характер вносимой штырем проводимости определяется глубиной его погружения h. При $0 < h < h_р$ ($h_р$ — высота, соответствующая резонансу) проводимость имеет емкостный характер, по достижении резонанса $h = h_р$ знак ее меняется и при дальнейшем погружении ($h > h_р$) имеет индуктивный характер.

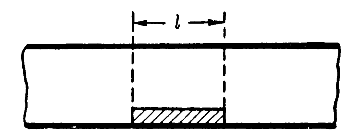


Рис. 137. Согласование с помощью четвертьволнового трансформатора

Во избежание электрического пробоя глубину погружения, а следовательно, вносимую проводимость штыря приходится ограничивать. По отношению к волноводным трактам, предназначаемым для передачи сигналов большой мощности, такие ограничения уместны.

В высокочастотных устройствах, работающих на прием сигналов, стержни могут устанавливаться на глубину $h \approx b$.

Пределы изменения проводимости штыря могут быть определены по табл. 16.

Расчетным путем не всегда удается точно подобрать необходимую величину h, поэтому штыревое устройство целесообразно выполнять настраиваемым. Каждый штырь такой системы — это винт с регулируемой глубиной погружения в полость волновода.

Часто в местах перехода от одного волновода к другому устанавливаются согласующие четвертьволновые трансформаторы, представляющие собой металлические пластинки длиной $l = (2n + 1)\frac{\lambda_в}{4}$, n — целое число, рис. 137.

Таблица 16

Экспериментальные данные параметров эквивалентной схемы (рис. 136, *б*) для стандартного волновода размерами $a \times в = 23 \times 10$ *мм* при $\lambda = 32$ *мм* и $\lambda_в = 45$ *мм*

Для стержней с плоским основанием $d = 16$ *мм*

$\frac{h}{b}$	0,254	0,505	0,756	0,829	0,943	0,961	1,00
$\frac{x_b}{W}$	0,006	0,011	0,017	0,019	0,021	0,022	0,023
$\frac{x_a}{W}$	—6,204	—0,906	—0,122	—0,028	+0,083	0,112	0,277
$d = 32$ *мм*							
$\frac{h}{b}$	0,251	0,501	0,759	0,834	0,882	0,965	1,00
$\frac{x_b}{W}$	0,017	0,038	0,061	0,068	0,073	0,081	0,085
$\frac{x_a}{W}$	—3,37	—0,591	—0,129	—0,058	—0,020	+0,040	+0,126
$d = 64$ *мм*							
$\frac{h}{b}$	0,262	0,505	0,755	0,880	0,924	1,000	
$\frac{x_b}{W}$	0,052	0,111	0,191	0,240	0,267	0,291	
$\frac{x_a}{W}$	—1,717	0,477	—0,182	—0,080	—0,038	+0,033	
Для стержней с полусферическим основанием $d = 64$ *мм*							
$\frac{h}{b}$	0,252	0,540	0,735	0,925	1,00		
$\frac{x_b}{W}$	0,036	0,105	0,162	0,228	0,262		
$\frac{x_a}{W}$	—0,268	—0,575	—0,263	—0,098	0,037		

По аналогии с диафрагмами пластинчатый трансформатор, установленный на широкой стенке волновода, вносит емкостное сопротивление. Пластинка, расположенная на узкой стенке, эквивалентна некоторому индуктивному сопротивлению.

Согласование участков волновода с помощью трансформаторов достигается путем перемещения пластин вдоль волновода до получения максимального $K_{б.в}$. Толщина пластин Δ зависит от $K_{б.в}$ и составляет примерно 1—2 *мм*.

§ 21. Переходные элементы линий передач

В радиолокационных станциях применяются разнообразные антенны и фидерные устройства. Для эффективной передачи электромагнитной энергии от генератора к излучающему устройству

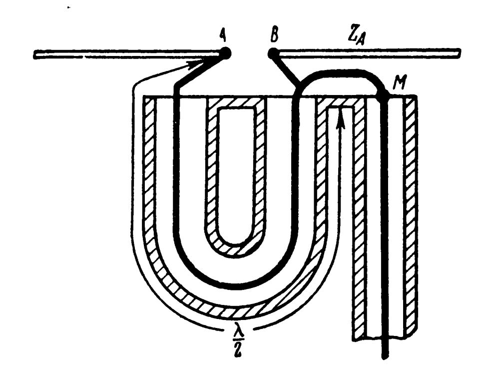


Рис. 138. Схема переходного устройства в виде U-колена

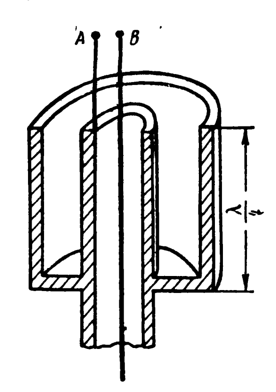


Рис. 139. Схема переходного устройства «запирающий стакан»

в конструкции антенны должны быть предусмотрены переходные элементы. Так как излучающие устройства станций представляют видоизмененные открытые концы фидерных линий (полуволновой вибратор, щелевой облучатель, рупор, диэлектрический стержень, питаемый волноводом и т. п.), а линии передачи энергии составляются из различных фидеров, то вопрос о соединении высокочастотных устройств радиолокационных станций переходит в задачу о переходе от одного типа фидерной линии к другому.

Рассмотрим переходные элементы, применяемые для перехода с несимметричной коаксиальной линии на симметричную двухпроводную, перехода с коаксиальной линии на симметричную двухпроводную, перехода с коаксиальной линии одного размера к коаксиальному фидеру другого размера, перехода от коаксиальной линии к волноводу другого сечения.

Переход от симметричной двухпроводной линии к коаксиальной может осуществляться с помощью U-колена и запирающего цилинд-

ра (рис. 138 и 139). U-колено обеспечивает симметрию токов и напряжений в элементах двухпроводной линии (плечах симметричного вибратора). Действие его основано на том, что расстояния от точки M подключения концентрического кабеля до выходных зажимов A и B отличаются на половину длины волны, чем и обусловливается сдвиг фаз токов на 180° в точках A и B.

Рассмотрим, какое в этом случае должно быть выдержано соотношение между входным сопротивлением антенны и волновым сопротивлением фидера. Нагрузка в виде входного сопротивления антенны Z_A, включенная между точками A и B U-колена, в данном

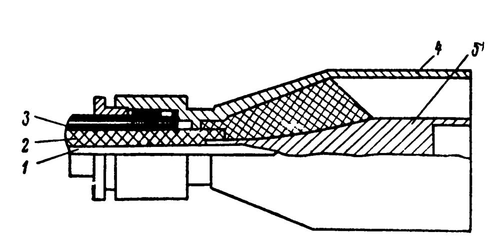


Рис. 140. Схема конического перехода с высокочастотного кабеля на коаксиальную линию

1 — центральная жила; 2 — диэлектрик; 3 — внешний проводник; 4 — фланец для соединения с внешним проводом; 5 — штепсельный разъем

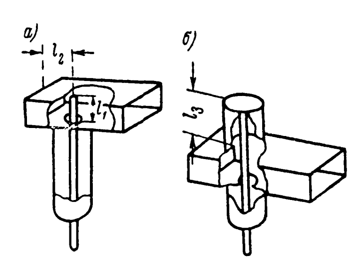


Рис. 141. Схема переходных устройств с коаксиальной линии на волновод *а* — штыревое; *б* — шлейфное

случае симметрична, поэтому можно считать, что каждый из кабелей, идущих от точки M разветвления, нагружен на сопротивление $\frac{Z_A}{2}$.

Входное сопротивление U-колена Z_U оказывается равным сопротивлению двух одинаковых, включенных параллельно, сопротивлений $\frac{Z_A}{2}$. Тогда $Z_U = 0{,}25 Z_A$. Для получения в фидере с волновым сопротивлением W режима бегущей волны необходимо, чтобы $W = Z_U$ или $Z_A = 4W$, т. е. сопротивление антенны должно в 4 раза превышать волновое сопротивление фидера.

Рассмотренное переходное устройство, как видно из приведенных расчетов, является трансформатором сопротивлений.

Другой тип переходного устройства от коаксиального кабеля к симметричной линии — запирающий стакан представляет короткозамкнутый четвертьволновой шлейф. Его большое сопротивление препятствует вытеканию токов на внешнюю оболочку кабеля.

Переходное устройство для соединения двух коаксиальных фидеров разных размеров выполняется в виде отрезка кабеля конической формы (рис. 140). Наименьший диаметр конического участка

равен диаметру малого кабеля, наибольший — диаметру второго кабеля.

В качестве переходного устройства с коаксиальной линии на волновод наиболее широко используются переходы, изображенные на рис. 141, *а* и *б*. Переход, показанный на рис. 141, *а*, имеет простую конструкцию в виде штыря, вводимого в центр широкой стенки волновода. Размеры l_1 и l_2 равны примерно 0,25 $\lambda_в$. Подробный расчет штыревого перехода приведен в гл. I, § 6. Для компенсации реактивной составляющей волновода используются шлейфные переходы (рис. 141, *б*). Этот переход обеспечивает хорошее согласование, однако он очень чувствителен к изменению частоты и поэтому в широкополосных системах не применяется.

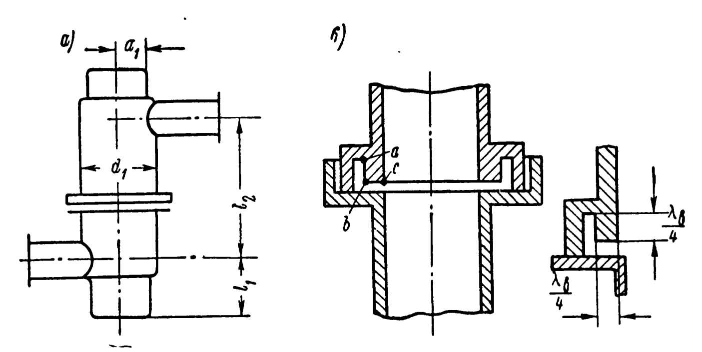


Рис. 142. Схема вращающегося сочленения: *а* — общий вид; *б* — дроссельный контакт двух секций цилиндрического волновода

Для передачи больших мощностей используются пестиковые переходные устройства, у которых закорачивающий элемент перенесен с металлического опорного изолятора (шлейфа l_3) внутрь волновода. Благодаря грибообразной закругленной (обтекаемой) форме внутреннего проводника градиенты потенциалов уменьшаются, вследствие чего это устройство допускает возможность передачи больших мощностей.

В практике проектирования высокочастотных трактов приходится решать задачи перехода: от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне E_{01} в цилиндрическом; от основной волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне H_{10} в цилиндрическом; от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волне H_{11} в цилиндрическом.

Переход от волны H_{10} к волне E_{01} находит широкое применение во вращающихся сочленениях станций.

Приведем расчет основных размеров вращающегося сочленения на двух секциях цилиндрического волновода и двух отрезках прямоугольного волновода (рис. 142, *а*). Для обеспечения передачи энергии через вращающееся сочленение в последнем должно воз-

буждаться поле с осевой симметрией. В круглом волноводе такой симметрией обладает волна E_{01}.

Диаметр цилиндрического волновода выбираем исходя из возможности конструктивного соединения цилиндрической и прямоугольной секций и из необходимости подавления ближайших высших типов колебаний: например, колебания типа H_{21}, критическая волна которого равна

$$\lambda_{кр}=2{,}057\,\frac{d_1}{2}.$$

Если длина волны λ, а размер сечения прямоугольного волновода по широкой стенке a, то диаметр должен удовлетворять неравенствам

$$\left.\begin{aligned} &d_1 > a,\\ &\frac{d_1}{2} \leqslant \frac{\lambda}{2{,}057}.\end{aligned}\right\} \tag{318}$$

Для подавления низшей паразитной волны H_{11} концевые участки цилиндрических секций выполняются в виде закороченного волноводного шлейфа (иногда с резонансным кольцом), который полностью отражает эту волну.

Длина l_1 и внутренний диаметр шлейфа a определяются из следующих соотношений:

$$\left.\begin{aligned} &l_1=\frac{3}{4}\lambda_в(H_{11}) \text{ для волны } H_{11};\\ &l_2=\frac{1}{2}\lambda_в(E_{01}) \text{ для волны } E_{01}.\end{aligned}\right\} \tag{319}$$

Длина волны в волноводе для волн H_{11} и E_{01} вычисляется по формулам

$$\lambda_в=\frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}; \tag{320}$$

$$\left.\begin{aligned} &\lambda_{кр}(H_{11})=3{,}412a_1 \text{ для волны } H_{11};\\ &\lambda_{кр}(E_{01})=2{,}613a_1 \text{ для волны } E_{01}.\end{aligned}\right\} \tag{321}$$

Расстояние между прямоугольными секциями l_2 по оси цилиндрического волновода должно быть таким, чтобы исключалось появление во вращающемся волноводе составляющей H_{11}. Это достигается при выполнении условия

$$l_2=2\lambda_{в(E_{01})}. \tag{322}$$

Пример. Рассчитать основные размеры вращающегося сочленения на волну λ = 3,2 *см* для волноводного тракта на прямоугольном волноводе стандартного сечения $a \times b$ = 2,3 × 1,0 *см*.

1. По формулам (318) определяем диаметр цилиндрического волновода

$$\frac{d_1}{2} \leqslant \frac{\lambda}{2,057}, \quad d_1 \leqslant \frac{3,2\cdot 2}{2,057}, \quad d_1 \approx 3,12 \text{ см},$$

при этом $d_1 > a$.

2. Рассчитываем размеры шлейфа. Для этого определяем из выражений (319) и (320)

$$l_1 = \frac{3}{4}\frac{3,2}{\sqrt{1-\left(\frac{3,2}{3,412a}\right)^2}}, \quad l_1 = \frac{1}{2}\frac{3,2}{\sqrt{1-\left(\frac{3,2}{2,613a}\right)^2}}$$

или

$$\frac{0,75\cdot 3,2}{\sqrt{1-\left(\frac{3,2}{3,412a}\right)^2}} = \frac{0,5\cdot 3,2}{\sqrt{1-\left(\frac{3,2}{2,613a}\right)^2}},$$

отсюда $a = 1,4$ *см.*

Длина шлейфа от оси прямоугольного волновода вычислится по формуле (319) после подстановки размера a

$$l_1 = \frac{1}{2}\frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2,613a}\right)^2}} = \frac{0,5\cdot 3,2}{\sqrt{1-\left(\frac{3,2}{2,613\cdot 1,4}\right)^2}} \approx 3,25 \text{ см}.$$

3. Определяем размер l_2 по формулам (319), (320) и (321)

$$\lambda_{\text{в}(E_{01})} = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2,613d_1}\right)^2}} = \frac{3,2}{\sqrt{1-\left(\frac{3,2}{2,613\cdot 3,12}\right)^2}} \approx 3,5 \text{ см};$$

$$l_2 = 2\lambda_{\text{в}(E_{01})} \approx 2\cdot 3,5 = 7 \text{ см}.$$

Весьма важным моментом конструирования вращающихся сочленений является обеспечение устойчивого полного контакта между двумя секциями круглого волновода. Этим требованиям наиболее полно удовлетворяет дроссельное устройство, изображенное в одной проекции на рис. 142, *б*.

На торцовой поверхности одной секции волновода на расстоянии 0,25 λ от внутренней поверхности вытачивается канавка глубиной также 0,25 λ. Таким образом, общая длина канала составит половину длины волны. Короткозамкнутый отрезок указанной длины имеет практически нулевое сопротивление.

Переход от волны H_{10} в прямоугольном волноводе к волнам H_{11} и H_{01} в цилиндрическом волноводе осуществляется с помощью устройств, аналогичных тем, которые применяются в коаксиальных линиях, т. е. сужающимися участками с плавным переходом от одной формы сечения к другой и равномерным изменением размеров. Конструкция этих переходов показана на рис. 143.

Для снижения коэффициента стоячей волны длина переходного участка должна составлять несколько длин волн в волноводе. Переход от прямоугольного к цилиндрическому волноводу на волнах типа H_{10} потребует для подавления волн высших типов (E_{21}, H_{21}, E_{31} и т. д.) секторных фильтров.

Расчет показывает, что для эффективного гашения волн высших типов целесообразно использовать фильтры, состоящие не менее чем из шести секторов.

Степень подавления паразитных волн характеризуется коэффициентом α, который зависит от числа секторов m, диаметра волно-

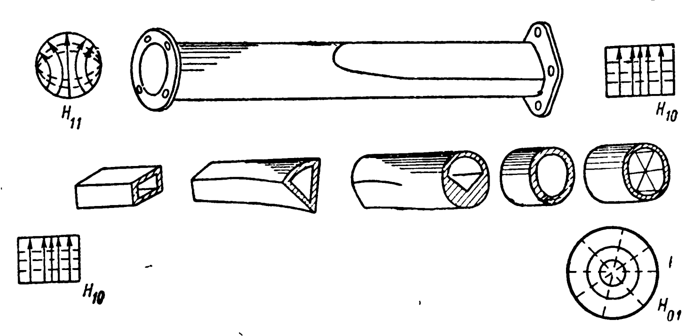


Рис. 143. Схема устройства для перехода с прямоугольного на круглый волновод

вода d, длины волны λ и длины фильтра $l_ф$. Например, для достижения подавления высших типов волн на 50 *дб* в волноводе $d = 5{,}2$ *см* на $\lambda = 3{,}2$ *см* потребуются фильтры длиной $l_ф = 4{,}5$ *см*, (при $m = 6$); $l_ф \doteq 3{,}5$ *см*, (при $m = 8$); $l_ф = 2{,}9$ *см* (при $m = 10$). При этом в среднем каждый фильтр вносит затухание порядка 0,002 *дб*.

ГЛАВА III

ФЕРРИТОВЫЕ УСТРОЙСТВА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ВОЛНОВОДНЫХ ТРАКТАХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

§ 22. Общие сведения о ферритах

Ферриты в отличие от металлических ферромагнетиков обладают очень высоким удельным сопротивлением $\rho = 10^6 \div 10^8$ *ом/см*, поэтому их можно отнести к классу ферромагнитных полупроводников.

Феррит представляет собой соединения вида $Mn(Fe_2O_4)$ — соли железной кислоты. Такие соединения впервые были получены в 1853 г. немецким химиком Карлом Лёвигом. Название феррита определяют элементы, стоящие в формуле на первом месте (Ni, Zn, Mg, Mn, Li, Al, . . .). Часто феррит представляет комбинацию из солей нескольких элементов, и тогда он получает двойное наименование (например, магний-марганцевый феррит).

Технология производства ферритов сводится к следующему: соли железной кислоты размалываются в мелкодисперсный порошок и при высокой температуре и давлении прессуются в стержни и пластины определенных размеров.

Магнитные свойства ферритов были хорошо известны еще в первые годы XX в., сведения о них представляли лишь теоретический интерес. Только развитие радиолокации, освоение сантиметрового диапазона радиоволн и работы по гиромагнитным явлениям, проведенные в период 1946—1948 гг., придали в настоящее время ферритам большое значение в технике СВЧ.

Применение ферритов в закрытых линиях передачи (волноводах и коаксиальных кабелях) позволяет весьма эффективно и разнообразно воздействовать на процесс канализации энергии.

Распространение электромагнитных волн в ненамагниченных ферритах протекает так же, как и в изотропных средах. При большом удельном сопротивлении на поверхности феррита вихревые токи имеют малую величину и не экранируют основную массу вещества от взаимодействия с электромагнитным полем, как это имеет место в других магнитных материалах.

Ферриты одновременно обладают и электрическими свойствами диэлектрика ($\varepsilon \approx 10 \div 20$, как у радиокерамики) и магнитными свойствами ферромагнитного металла. При этом магнитные показатели ферритов могут легко регулироваться за счет изменения намагниченности последних.

Таким образом, сущность физических явлений, лежащих в основе использования ферритов в технике СВЧ, состоит в том, что характер распространения электромагнитных волн в феррите изменяется при воздействии на него достаточно сильного магнитного поля.

В начале двадцатого столетия эти явления служили убедительным подтверждением единства природы света, электричества и магнетизма. Первыми работами по систематическому исследованию магнитных явлений в высокочастотных электромагнитных полях были работы В. К. Аркадьева [3]. В. К. Аркадьев показал, что зависимость магнитной проницаемости феррита от частоты поля ω носит резонансный характер, а сама величина магнитной проницаемости μ становится комплексной.

Вещественная часть магнитной проницаемости $\mathrm{Re}(\mu)$, определяющая запас энергии электромагнитного поля, уменьшается с увеличением ω, стремясь к μ_0 — проницаемости вакуума. Мнимая часть $I_m(\mu)$ характеризует потери энергии на нагрев вещества. При некоторой частоте ω_p она имеет максимальное значение. Частота ω_p была названа Аркадьевым частотой ферромагнитного резонанса. При дальнейшем увеличении ω магнитная проницаемость μ стремится к μ_0, т. е. на очень высоких частотах феррит не проявляет особых магнитных качеств.

Каков же механизм образования ферромагнитного резонанса? Аркадьев дал следующее объяснение ферромагнитному резонансу. Молекулы феррита находятся под воздействием молекулярных (обменных) сил и удерживаются ими в первоначальном положении. При небольших отклонениях молекул действие этих сил носит упругий характер. В переменном магнитном поле $\bar{h}$ к каждой молекуле прикладывается пара сил, которая стремится повернуть молекулы в такт с частотой колебаний.

Когда ω становится равной частоте собственных колебаний молекул, наступает ферромагнитный резонанс, при котором амплитуда колебаний имеет тенденцию беспредельно возрастать. Это приводит к переходу колебательной энергии в хаотическое тепловое движение и потерям.

На частотах, больших ω_p, взаимодействия молекул с полем $\bar{h}$ нет, молекулы неподвижны и $\mu = \mu_0$.

Если феррит находится под воздействием только постоянного магнитного поля $\bar{H}_0$, то все молекулы будут ориентированы в одном направлении. Если к такому подмагниченному ферриту приложимо перпендикулярное $\bar{H}_0$ переменное высокочастотное поле $\bar{h}$, то оно будет выводить молекулы из состояния равновесия.

Электронная оболочка каждого атома будет вести себя как гироскоп, ее ось под воздействием возбуждающей силы $\overline{h} = \overline{h}_{max} \sin \omega t$ придет в прецессионное движение. Это движение вызывает появление дополнительного переменного магнитного поля или переменной намагниченности $\overline{m}$, вследствие чего переменная индукция $\overline{b}$ не будет равна индукции в вакууме $\overline{b}_0$:

$$\overline{b} = \mu_0 (\overline{h} + \overline{m}); \quad \overline{b}_0 = \mu_0 \overline{h}.$$

Характерно, что каждому значению $\overline{H}_0$ соответствует определенная частота прецессии и своя намагниченность. При совпадении частоты прецессии с частотой переменного поля $\overline{h}$ наступает явление гиромагнитного резонанса, при котором радиус прецессии стремится разрастись до бесконечности.

Появление дополнительной переменной намагниченности означает изменение магнитной проницаемости феррита. Ниже будет показано, что магнитная проницаемость подмагниченного феррита выражается не скалярной величиной, а несимметричным тензором вида

$$\overline{\overline{\mu}} = \begin{vmatrix} \mu & -jk & 0 \\ jk & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{vmatrix}, \tag{323}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \mu &= \mu' + j\mu''; \\ k &= k' + jk'' \end{aligned}\right\} \text{— комплексные величины, зависящие от } \overline{H}_0.$$

Ферриты характеризуются следующими основными параметрами.

1. Частотой ферромагнитного резонанса $\omega_p = 2\pi f_p$, определяющего затухание электромагнитного поля (f_p лежит в пределах 3000 — 4000 *Мгц*).

Потери на волнах $\lambda > 10$ *см* резко возрастают, и поэтому использование их в этом диапазоне волн пока затруднительно. Следует оговориться, что в последнее время уже найдены такие рецептуры, которые позволяют практически использовать ферриты в диапазоне 10 *см* на высоком уровне мощности. На Первом Международном конгрессе по электронным приборам СВЧ, состоявшемся в июне 1956 г. в Париже, было сделано сообщение о том, что разработаны ферритовые развязки для магнетронов в десятисантиметровом диапазоне на 5 *Мвт* при средней мощности в несколько киловатт.

2. Внутренней намагниченностью феррита $\overline{M}_0$. Намагниченность $\overline{M}_0$ совместно с $\overline{H}_0$ однозначно определяет составляющие тензора μ, имеет величину порядка 500—2000 *э* и зависит от температуры нагрева феррита так, что с увеличением последней $\overline{M}_0$ уменьшается.

Максимальная температура, при которой внутренняя намагни-

ченность близка к нулю, именуется температурой Кюри $t^{\circ}_{к}$. Для существующих ферритов эта температура имеет величину порядка 100—500° С.

Ферриты, разработанные на алюминиевой основе для использования на частоте $f = 180$ *Мгц*, обладают низкой температурой Кюри. Она составляет всего лишь 25° С.

3. Добротность феррита, которая определяет величину потерь высокочастотной энергии.

4. Диэлектрической проницаемостью феррита ε. Этот параметр определяет критические размеры волновода и феррита, установленного в нем, с точки зрения возбуждения волн высших типов и коэффициента бегущей волны в фидерном тракте.

Наиболее широкое применение нашли ферриты в диапазоне 10 000 *Мгц*. Это объясняется тем, что, во-первых, такая частота используется во многих радиолокационных станциях и, во-вторых, этот диапазон частот является удобным с точки зрения затухания энергии. На волнах, больших 3 *см*, резко возрастают потери, а на $\lambda < 3$ *см* требуется сильное поле подмагничивания. Следует отметить, что увеличение мощности высокочастотных колебаний вызывает необходимость применения более массивных ферритов и тяжелых устройств подмагничивания и охлаждения.

В заключение этого параграфа остановимся на вопросе об измерении таких параметров ферритов как добротность, диэлектрическая и магнитная проницаемость.

В основу экспериментального определения параметров кладется резонансный метод, сущность которого сводится к оценке степени искажаемости резонансной кривой включенного в волноводный тракт объемного резонатора при введении в него образца феррита.

В комплект измерительной установки входят также клистрон и осциллоскоп, на котором просматривается напряжение, развиваемое резонатором на различных частотах. Изменение частоты генератора достигается подачей на его отражатель пилообразного напряжения.

Добротность феррита определяется через тангенс угла потерь. Величина угла потерь измеряется на экране осциллоскопа путем сопоставления ширины резонансных кривых резонатора с ферритом и без такового.

Начальная магнитная проницаемость μ_0 и диэлектрическая проницаемость феррита ε находятся по величине смещения резонансных частот объемного колебательного контура. При измерении μ феррит вносится в пучность магнитного высокочастотного поля, а при определении ε — в максимум поля $\overline{E}$.

Точка Кюри, соответствующая такому состоянию феррита, когда он теряет магнитное свойство (μ_0' становится равным единице), измеряется посредством объемного резонатора, помещаемого в термостат.

§ 23. Основные уравнения намагниченного феррита

Покажем, что магнитная проницаемость μ подмагниченного феррита не есть скалярная величина, а определяется выражением (323).

Наличие у атома механического момента позволяет описывать его движение дифференциальным уравнением, известным в теоретической механике под названием «теорема Резаля» [9].

Это уравнение описывает движение оси гироскопа и имеет вид

$$\frac{d\overline{K}}{dt} = \overline{N}, \tag{324}$$

где $\overline{K}$ — момент количества движения;

N — момент сил, действующих на систему.

Для атома в магнитном поле момент сил равен векторному произведению магнитного момента $\overline{m}$ и напряженности поля $\overline{H}$

$$\overline{N} = \mu_0 [\overline{m}\overline{H}]; \tag{325}$$

тогда (324) перепишется так:

$$\frac{dk}{dt} = \mu_0 [\overline{m}\overline{H}]. \tag{326}$$

Дадим пояснения величин, входящих в формулы (325) и (326).

Магнитный момент замкнутого тока I равен $\overline{m} = I\overline{S}$, где S — площадь, охватываемая током.

Применительно к движущемуся по орбите электрону со скоростью $\overline{v}$ тот же момент определится по формуле

$$\overline{m} = \frac{g}{2} e [\overline{v}\overline{r}],$$

где e — заряд электрона;

g — фактор магнитных свойств ферритов, равный 2;

r — радиус орбиты.

Если механический момент количества движений равен

$$\overline{K} = \overline{m} [\overline{v}\overline{r}],$$

то между $\overline{K}$ и $\overline{m}$ устанавливается зависимость вида

$$\frac{\overline{m}}{\overline{K}} = \frac{g \frac{e}{2} [\overline{v}\overline{r}]}{m [\overline{v}\overline{r}]} = \frac{e}{m} = \psi, \tag{327}$$

где m — масса электрона.

Величина $\psi = \frac{e}{m} = 1{,}78 \cdot 10^{11}$ *кулон/кг* называется магнитомеханическим отношением. Необходимо учитывать, что магнитный

й механичесикй моменты противоположны по направлению, а поэтому ψ имеет отрицательный знак.

С учетом (327) дифференциальное уравнение (326) перепишется

$$\frac{d\overline{m}}{dt} = \psi\,[\overline{m}\,\overline{H}]. \qquad (328)$$

Уравнение (328) определяет закон движения осей атомов под действием переменного магнитного поля.

Наличие магнитных моментов в каждый данный момент времени, совпадающих друг с другом по направлению, приведет к образованию дополнительного магнитного поля, которое и является намагниченностью $\overline{M}$. Между намагниченностью и магнитным моментом существует связь

$$\overline{M} = \eta\overline{m}, \qquad (329)$$

где η — количество элементарных магнитов в единице объема вещества феррита.

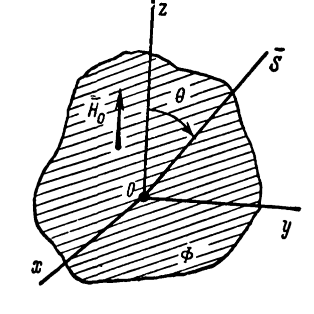


Рис. 144. Схема расположения векторов $\overline{S}$ и $\overline{H}_0$

Тогда дифференциальное уравнение намагниченности (328) с учетом (329) принимает вид

$$\frac{d\overline{M}}{dt} = \psi\,[\overline{M}\times\overline{H}]. \qquad (330)$$

Выражение тензора магнитной проницаемости насыщенного феррита определим через составляющие вектора переменной намагниченности $\overline{m}$ в феррите, находящемся в переменном и постоянном магнитных полях. В общем случае

$$\left.\begin{aligned} \overline{H} &= \overline{H}_0 + \overline{h}e^{j\omega t}; \\ \overline{M} &= \overline{M}_0 + \overline{m}e^{j\omega t}. \end{aligned}\right\} \qquad (331)$$

Члены $\overline{H}_0$ и $\overline{M}_0$ имеют постоянную величину и направлены вдоль оси $\overline{OZ}$ (рис. 144) вектор переменного магнитного поля $\overline{h}$ имеет все составляющие h_x, h_y и h_z.

Из уравнения (332) найдем составляющие вектора переменной намагниченности m_x, m_y и m_z. Для этого подставим выражения (331) в формулу (330). Полученное таким образом новое выражение выпишем по отдельным составляющим

$$\frac{d}{dt}\left[\overline{M}_0 + \overline{m}e^{j\omega t}\right] = \psi\left[(\overline{M}_0 + \overline{m}e^{j\omega t})\times(\overline{H}_0 + \overline{h}e^{j\omega t})\right]. \qquad (332)$$

Найдем составляющие полученной формулы. Например, для x-й составляющей имеем

$$\frac{d}{dt}\left(\overline{M}_0+\overline{m}e^{j\omega t}\right)_x=\psi\Big[\left(\overline{M}_0+\overline{m}e^{j\omega t}\right)_y\left(\overline{H}_0+\overline{h}e^{j\omega t}\right)_z-$$

$$-\left(\overline{M}_0+\overline{m}e^{j\omega t}\right)_z\left(\overline{H}_0+\overline{h}e^{j\omega t}\right)_y\Big].$$

После сокращения на величину $e^{j\omega t}$ получаем

$$j\omega m_x=\psi\left(m_yH_0+m_yh_z-M_0h_y-m_zh_y\right). \tag{333}$$

Слагаемыми вида $\overline{mh}$ можно пренебречь, так как при всех практически достижимых напряженностях переменного магнитного поля $\overline{h}$ оно всегда будет меньше постоянной составляющей $\overline{H}_0$, т. е. $\overline{h}\ll\overline{H}_0$ и $\overline{m}\ll\overline{M}_0$.

Следовательно, x-овая составляющая (332) перепишется так:

$$j\omega m_x=\psi\left(m_yH_0-h_yM_0\right); \tag{334}$$

аналогично получаем две другие составляющие

$$j\omega m_y=\psi\left(h_xM_0-m_xH_0\right);$$

$$j\omega m_z=\psi\left(m_xh_y-m_yh_x\right)\approx 0. \tag{334а}$$

Введем новое понятие

$$\omega_0=-\psi H_0, \tag{335}$$

выражающее частоту гиромагнитного резонанса или частоту прецессии электрона, помещенного в постоянное поле H_0.

С учетом (335) формулы (334) приводятся к виду

$$\left.\begin{aligned} m_x&=\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}h_x-\frac{j\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}h_y;\\ m_y&=\frac{i\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}h_x+\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}h_y;\\ m_z&=0.\end{aligned}\right\} \tag{336}$$

В соответствии с формулой (335) величина ψ должна иметь размерность $\left[\frac{\omega}{H}\right]$. Она равна 0,035 *Мгц/а/м* или 2,8 *Мгц/э*. Магнитная индукция подмагниченного феррита определяется выражением

$$\overline{b}=\mu_0\left(\overline{h}+\overline{m}\right),$$

или, принимая во внимание формулу (336),

$$b_x=\mu_0(h_x+m_x)=\mu_0\left(h_x+h_x\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}-h_y\frac{j\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}\right);$$

$$b_y=\mu_0(h_y+m_y)=\mu_0\left(h_y+h_y\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}+h_x\frac{j\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}\right);$$

$$b_z=\mu_0(h_z+m_z)=h_z\mu_0.$$

После преобразования

$$b_x=h_x\left(\mu_0+\mu_0\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}\right)-h_y\frac{i\mu_0\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2};$$

$$b_y=h_x\left(j\mu_0\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}\right)+h_y\left(\mu_0+\mu_0\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2}\right);$$

$$b_z=\mu_0 h_z.$$

Обозначим

$$\left.\begin{aligned}\mu&=\mu_0+\mu_0\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2};\\ k&=\mu_0\frac{\omega\psi M_0}{\omega_0^2-\omega^2},\end{aligned}\right\}\qquad(337)$$

тогда

$$\left.\begin{aligned}b_x&=h_x\mu-jkh_y;\\ b_y&=jkh_x+\mu h_y;\\ b_z&=\mu_0 h_z.\end{aligned}\right\}\qquad(338)$$

Систему (336) можно переписать в другой форме

$$\bar{b}=\overline{\overline{\mu}}\,\bar{h},\qquad(339)$$

где $\overline{\overline{\mu}}$ — несимметричный тензор магнитной проницаемости намагниченного феррита, равный

$$\overline{\overline{\mu}}=\begin{vmatrix}\mu; & -jk; & 0\\ jk; & \mu; & 0\\ 0; & 0; & \mu_0\end{vmatrix}\qquad(340)$$

Рассмотрим далее, как будет влиять намагниченная ферритовая среда на электромагнитную волну, распространяющуюся в направлении $\bar{S}$.

Феррит намагничен в направлении оси $\overline{oz}$, $\bar{H}_0=\overline{H_z}$.

Если решить уравнения Максвелла для общего случая распространения (рис. 144), то окажется, что по выбранному направлению

$\bar{S}$ могут распространяться независимо друг от друга две волны с разными постоянными распространения γ_1 и γ_2

$$\gamma_{1,2}^2 = \frac{k_0^2}{2} \frac{\left[\frac{\mu^2}{\mu_0^2} - \frac{\mu}{\mu_0} - \frac{k^2}{\mu_0^2}\right]\sin^2\theta + 2\frac{\mu}{\mu_0} \pm}{\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)\sin^2\theta + 1}$$

$$\frac{\pm\sqrt{\left[\frac{\mu^2}{\mu_0^2} - \frac{\mu}{\mu_0} - \frac{k^2}{\mu_0^2}\right]^2 \sin^4\theta + 4\frac{k^2}{\mu_0^2}\cos^2\theta}}{\left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1\right)\sin^2\theta + 1}, \qquad (341)$$

где $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon \mu_0$;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ *гн/м*;

θ — угол между направлениями $\bar{S}$ и $\bar{Z}$.

Наибольший практический интерес представляют случаи распространения радиоволн вдоль и поперек поля подмагничивания $\bar{H}_0$.

§ 24. Волноводные системы с продольно намагниченными ферритами

Рассмотрим случай, когда поле $\bar{H}_0$ ориентировано вдоль направления распространения волн $(\bar{S} \parallel \bar{H}_0$, а поэтому $\theta = 0)$.

Формула (341) при $\theta = 0$ существенно упрощается

$$\gamma_{1,2}^2 = k_0^2\left(\frac{\mu}{\mu_0} \pm \frac{k}{\mu_0}\right) = \omega^2\varepsilon(\mu \pm k),$$

или

$$\left.\begin{aligned} \gamma_1^2 &= \omega^2\varepsilon(\mu + k); \\ \gamma_2^2 &= \omega^2\varepsilon(\mu - k). \end{aligned}\right\} \qquad (342)$$

Преобразуем формулы (337) к виду, удобному для проведения дальнейших исследований:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\mu}{\mu_0} &= \frac{\mu_0\psi^2 B_0 H_0 - \omega^2}{\mu_0^2\psi^2 H_0^2 - \omega^2}; \\ \frac{k}{\mu_0} &= -\frac{\mu_0\psi M_0\omega}{\mu_0^2\psi^2 H_0^2 - \omega^2}, \end{aligned}\right\} \qquad (343)$$

где

$$M_0 = B_0 - \mu_0 H_0.$$

После подстановки (343) в систему (342) получаем

$$\gamma_1^2=\omega^2\varepsilon\left(1-\frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi H_0-\omega}\right); \qquad (344)$$

$$\gamma_2^2=\omega^2\varepsilon\left(1-\frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi H_0+\omega}\right). \qquad (345)$$

Формулы (344), (345) показывают, что вдоль оси $\overline{oz}$ распространяются две волны с различными фазовыми скоростями v_1 и v_2.

Рассмотрение структуры этих волн приводит к выводу, что это две плоские волны с круговой поляризацией, причем первая из них с постоянной распространения γ_1 является правополяризованной, а вторая, имеющая постоянную распространения γ_2 — левополяризованной. Это обстоятельство позволяет считать феррит анизотропной средой.

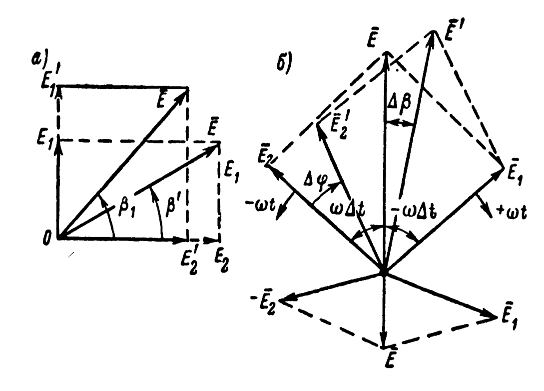


Рис. 145. Схема расположения составляющих вектора $\bar{E}$ при $H_0 = 0$ (*а*) и $H_0 \neq 0$ (*б*)

Покажем далее, что расщепление линейнополяризованной волны на две волны с круговой поляризацией, распространяющихся с разными фазовыми скоростями, приводит к повороту плоскости поляризации выходящей волны. Линейнополяризованная волна может рассматриваться как состоящая из двух волн ($-\omega t$) и ($+\omega t$), поляризованных по кругу, но в противоположных направлениях.

Если две составляющие E_1 и E_2 (рис. 145, *а* и *б*) изменяются синфазно с частотой ω, то положение результирующего вектора $\bar{E}$ в пространстве, определяемое углом β, окажется постоянным. Это можно видеть из следующего выражения: (рис. 145, *а*):

$$\operatorname{tg}\beta=\frac{\bar{E}_1}{\bar{E}_2}=\frac{E_{\max_1}\cos(\omega\Delta t)}{E_{\max_2}\cos(-\omega\Delta t)}=\frac{E_{\max_1}}{E_{\max_2}}, \qquad (346)$$

где Δt — время, в течение которого электромагнитная волна проходит участок волновода $l_ф$, заполненный ферритом.

Допустим, что в силу разности скоростей распространения двух волн появится сдвиг по фазе $\Delta\varphi$ (рис. 145, *б*), тогда

$$\operatorname{tg}\beta_1=\frac{E_{\max_1}\cos(\omega\Delta t)}{E_{\max_2}\cos(-\omega\Delta t+\Delta\varphi)}. \qquad (347)$$

Так как $\cos(\omega\Delta t) \neq \cos(-\omega t + \Delta\varphi)$, то и $\beta \neq \beta_1$.

Следовательно, вектор E окажется повернутым на угол $\Delta\beta$.

Сопоставляя формулы (346) и (347), получаем

$$\Delta\beta = \operatorname{arc\,tg}\frac{\cos(-\omega\Delta t)}{\cos(\omega\Delta t + \Delta\varphi)} - \operatorname{arc\,tg}\frac{\cos(-\omega\Delta t)}{\cos(\omega\Delta t)} =$$

$$= \operatorname{arc\,tg}\frac{\cos(-\omega\Delta t)}{\cos(\omega\Delta t - \Delta\varphi)} - 45°;$$

при $E_{max_1} = E_{max_2}$ и $\omega\Delta t = 0$ окончательно имеем

$$\Delta\beta = \operatorname{arc\,tg}\frac{1}{\cos\Delta\varphi} - 45°. \quad (348)$$

Величина разности фаз волн зависит от разности фазовых постоянных $\Delta\alpha$ и длины ферритового элемента $l_ф$

$$\Delta\varphi = \Delta\alpha l_ф. \quad (349)$$

Так как поляризационные свойства ферритов используются на частотах, больших критической частоты волновода и частоты гиромагнитного резонанса, то приближенно можно считать

$$\Delta\alpha \approx \gamma_1 - \gamma_2,$$

или с учетом (344) и (345)

$$\Delta\alpha = \omega\sqrt{\varepsilon}\left(\sqrt{1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi H_0 - \omega}} - \sqrt{1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi H_0 + \omega}}\right), \quad (350)$$

тогда фазовая разность вычислится

$$\Delta\varphi = \omega l_ф\sqrt{\varepsilon}\left(\sqrt{1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi H_0 - \omega}} - \sqrt{1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi H_0 + \omega}}\right). \quad (351)$$

Из формул (348) и (351) видно, что поворот плоскости поляризации зависит от направления и величины подмагничивающего поля (H_0), свойств феррита (M_0) и длины волны.

Следует особо заметить, что эффект поворота поляризации не зависит от направления распространения радиоволн в волноводе, так как в формуле (341) $\sin^2\theta = 0$, а $\cos^2\theta = 1{,}0$ при $\theta = 0°$ и $\theta = 180°$. В этом и выражается явление магнитного вращения плоскости поляризации волны (так называемый эффект Фарадея), не удовлетворяющее принципу взаимности. Эффект поворота поляризации может быть усилен за счет применения диэлектриков с высоким ε. Рассмотренное явление может быть положено в основу создания устройств различного назначения (поляризационных циркуляторов, вентилей и других устройств).

Меняя по соответствующему закону $\overline{H}_0$, можно определенным образом и притом весьма просто управлять поляризацией излучаемой электромагнитной волны. На рис 146 показано ферритовое устройство, которое может быть использовано в качестве волноводного вентиля и антенного переключателя.

Рассмотрим работу схемы в режиме «вентиль». Ферритовая секция волновода обеспечивает поворот вектора $\bar{E}$ на 45°. Прямая волна, идущая слева направо, развернется на указанный угол и проследует через волновод 2 к антенне. Отраженная волна, распространяющаяся в обратном направлении, пройдя через феррит, изменит поляризацию еще на 45°. Волновод 1 для нее окажется пре-

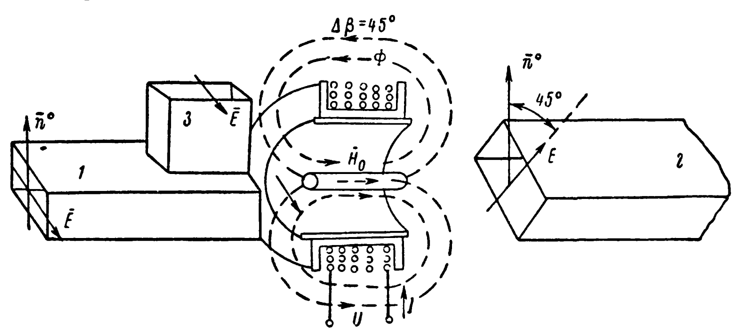


Рис. 146. Схема ферритового устройства, использующего эффект Фарадея

дельным, поэтому энергия будет переходить в ветвь 3, которая соединяется с поглощающей нагрузкой.

Это же устройство в режиме «антенный переключатель» работает также, отличие состоит лишь в том, что третий волновод подключается не к поглощающей нагрузке, а к приемнику.

Очевидно, что такое устройство может обеспечить сравнительно хорошую развязку между генератором и приемником при высоком значении коэффициента бегущей волны в волноводном тракте. В противном случае отраженная от антенны волна будет также проходить в приемник. Опыты показывают, что развязка в 20 *дб* имеет место при $K_{\text{с. в}} \leqslant 1{,}2$.

В практике расчета подобных систем приходится прежде всего иметь дело с так называемыми поляризационными характеристиками феррита

$$\beta = f_1(H_0),$$

или

$$\beta = f_2(I),$$

вид которых показан на рис. 147 (I — ток подмагничивания).

Эти характеристики могут быть определены экспериментально с помощью приборов, показанных на рис. 148. Ферритовое поляризационное устройство Ф обеспечивает поворот вектора $\overline{E}$ передающей конической антенны $А_1$. В качестве приемной антенны $А_2$ используется пирамидальный рупор, имеющий узкую поляризационную диаграмму. Любая поляризация, заданная передающей антенной посредством регулировки напряжения U на феррите, определяется по максимуму показаний индикатора поля. Угол поворота приемной антенны отмечается на шкале K.

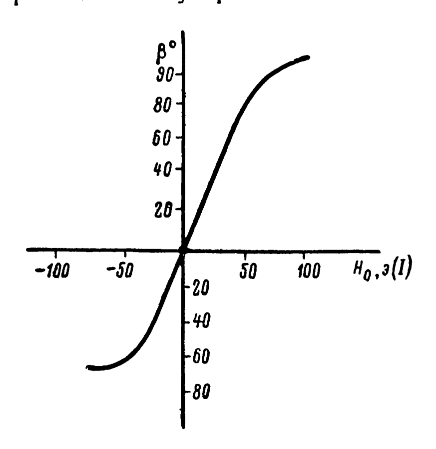


Рис. 147. Поляризационная характеристика

Случай продольного намагничения феррита характерен также явлением резонансного поглощения одной из двух волн γ_1 и γ_2. Положив в (344) и (345) $H_0 = \frac{\omega}{\mu_0\psi}$, убеждаемся, что правополяризованная волна имеет постоянную распространения, равную бесконечности

$$\gamma_1^2 = \omega^2\varepsilon\left(1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi\frac{\omega}{\mu_0\psi} - \omega}\right) = \omega^2\varepsilon\left(1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{0}\right) = |\infty|,$$

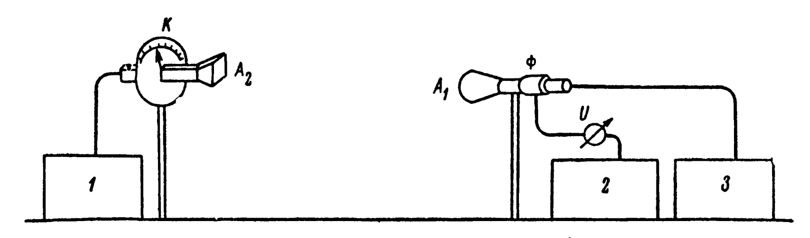


Рис. 148. Схема для экспериментального определения поляризационных характеристик.

1 — индикаторное поле; *2* — выпрямитель; *3* — генератор

тогда как условия распространения левополяризованной волны практически мало зависят от поля H_0

$$\gamma_2^2 = \omega^2\varepsilon\left(1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{\mu_0\psi\frac{\omega}{\mu_0\psi} + \omega}\right) = \omega^2\varepsilon\left(1 - \frac{\mu_0\psi M_0}{2\omega}\right).$$

При $\gamma = -\infty$ множитель $e^{\gamma l}$, определяющий интенсивность распространяющейся волны, становится равным нулю, а поэтому правополяризованная волна через ферритовый элемент не пройдет.

Резонансное поглощение одной из волн может быть использовано для создания волноводных вентилей. На рис. 149 приведена

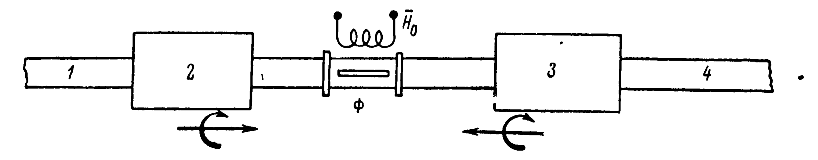


Рис. 149. Схема ферритового вентиля с продольным полем.
1,4 — прямоугольные волноводы; *2, 3* — поляризаторы

схема вентиля, использующего резонансное поглощение ферритом правополяризованной волны. Волна, распространяющаяся от первого волновода ко второму, преобразуется в левополяризованную и проходит через феррит Ф с малым затуханием. Обратная волна с помощью поляризатора преобразуется в правополяризованную волну, которая поглощается ферритом.

Рассмотрим общие принципы расчета ферритовых устройств, работающих на базе использования эффекта Фарадея. Исходными данными расчета являются: длина волны λ, основные размеры феррита (диаметр, длина стержня), внутренний диаметр цилиндрической секции волновода, а также требуемый угол поворота плоскости поляризации $\beta°$.

Рис. 150. Схема устройства ферритовой секции

Порядок расчета. По известной поляризационной характеристике феррита прежде всего определяется необходимая величина напряженности магнитного поля $H_i = H_0$, которая должна быть на феррите.

Далее, зная величину напряженности поля H_i, находим среднюю напряженность поля внутри катушки подмагничивания без феррита по формуле

$$H_{ср} = H_i \left(1 + \frac{N\mu - 1}{4\pi}\right), \quad (352)$$

где μ — магнитная проницаемость феррита;

N — коэффициент размагничивания, учитывающий неоднородность поля на феррите, зависящий от отношения длины ферритового стержня $l_ф$ и диаметра d (рис. 150).

Величина N выбирается из нижеприведенных данных:

$\frac{l_ф}{d}$	5	6	7	8	9	10	11	12
N	0,68	0,53	0,43	0,35	0,3	0,257	0,221	0,195

Определив $H_{ср}$, нетрудно рассчитать величину тока I в катушке или число витков w по формуле

$$H_{ср} = \frac{0{,}4\pi I w}{\sqrt{R_{ср}^2 + Z_к^2}}, \qquad (353)$$

где $H_{ср}$ — средняя напряженность магнитного поля внутри катушки, *э*;

I — ток соленоида, *а*;

w — число витков соленоида;

$R_{ср}$ — средний радиус катушки, *см* (рис. 150);

$Z_к = \frac{l_ф}{2}$ — половина длины катушки.

Опыт конструирования подобных устройств позволяет указать некоторые ориентировочные величины. При $w = 500 \div 1000$ витков, $R_{ср} \approx 3{,}0$ *см*, $Z_к \approx 6$ *см* отмечается ток порядка 60 — 150 *ма*, при этом напряженность магнитного поля составляет 30 — 20 *э*.

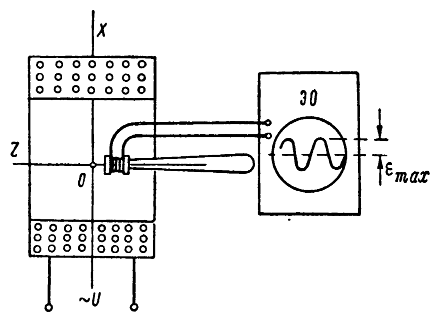


Рис. 151. Схема для экспериментального определения поля внутри катушки

По вычисленному току в катушке I и числу витков w соленоида, намотанного из проволоки определенного сечения, находим величину омического сопротивления всей обмотки r, а следовательно, и потребное напряжение источника питания U.

Необходимо иметь в виду, что приведенные выше расчетные формулы являются приближенными, а поэтому они не могут дать высокой точности расчета параметров устройства.

Последнее обстоятельство вынуждает иметь источник питания с регулируемым напряжением U, подбором которого сможем найти оптимальную рабочую точку феррита.

Напряженность магнитного поля внутри катушки без феррита и с таковым можно определить и экспериментальным путем. Для

этого внутрь испытуемой катушки вводят с помощью эбонитовой палочки, как это показано на рис. 151, другую катушку малых размеров. Обмотку малой катушки следует выполнять из тонкой проволоки (сечением около 0,05 *мм*), при этом число витков должно достигать порядка 150—200. На выходные концы внешней катушки подводится постоянное или переменное напряжение частоты ω, внутренняя катушка подключается к осциллоскопу ЭО.

Наводимая магнитным потоком большой катушки электродвижущая сила определяется путем измерения амплитуды сигнала наблюдаемого на экране осциллоскопа. Предварительно последний должен быть проградуирован.

По известной чувствительности трубки ЭО S *мм/в* и высоте сигнала h *мм* легко определить величину наводимой э. д. с. ε_{max} по формуле

$$\varepsilon_{max} = \frac{h}{S}.$$

Далее вычисляем магнитный поток Φ *гс*

$$\Phi = \frac{\varepsilon_{max} \cdot 10^8}{\omega w_i}, \qquad (354)$$

где w_i — число витков внутренней катушки,
$\omega = 2\pi f$ — частота напряжения питания внешней катушки.

Искомая напряженность магнитного поля в эрстедах определится по формуле

$$H = \frac{4\Phi}{\pi D_i^2}, \qquad (355)$$

где D_i — средний диаметр внутренней катушки, *см*;
Φ — магнитный поток, *гс*.

Расчет ферритового вентиля сводится к предварительному вычислению резонансной напряженности магнитного поля по формуле

$$H_i = \frac{\omega}{\mu_0 \psi} = \frac{2{,}25 f}{\mu_0}, \qquad (356)$$

где f — рабочая частота, *Мгц*.

По известной величине H_i с помощью формул (352) и (353) определяются конструктивные показатели соленоида.

§ 25. Волноводные системы с поперечно намагниченными ферритами

Рассмотрим случай поперечного магнитного поля, когда $\bar{S} \perp \bar{H}_z$, а $\theta = 90°$ (рис. 144). Подставляя в формулу (341) $\sin^2\theta = 1$

и $\cos^2\theta = 0$, получаем следующие выражения для постоянных распространения двух волн:

$$\gamma_1^2 = \frac{k_0^2}{2}\,\frac{2\left[\frac{\mu^2}{\mu_0^2} - \frac{\mu}{\mu_0} - \frac{k^2}{\mu_0^2}\right] + 2\frac{\mu}{\mu_0}}{\frac{\mu}{\mu_0}} =$$

$$= \frac{k_0^2\left(\mu^2 - k^2\right)}{\mu\mu_0} = \omega^2\varepsilon\,\frac{\mu^2 - k^2}{\mu};$$

$$\gamma_2^2 = \frac{k_0^2}{2}\,\frac{2\frac{\mu}{\mu_0}}{\frac{\mu}{\mu_0}} = \omega^2\varepsilon\mu_0.$$

Обозначим $\mu_\perp = \frac{\mu^2 - k^2}{\mu}$, тогда

$$\gamma_1^2 = \omega^2\varepsilon\mu_\perp, \qquad \gamma_2^2 = \omega^2\varepsilon\mu_0. \tag{357}$$

Анализ структуры этих волн показывает, что и в случае поперечного поля волна любой поляризации расщепляется на две линейнополяризованные волны с разными постоянными распространения. Первая из них имеет постоянную распространения γ_1, зависящую от напряженности поля подмагничивания, так как $\mu_\perp = f\left(H_0\right)$.

Постоянная распространения второй волны γ_2 не зависит от внешнего поля $\overline{H}_0$.

Можно показать, что при частоте

$$\omega_\perp = \omega_0\sqrt{1 + \frac{M_0}{H_0}} \tag{358}$$

комплексная магнитная проницаемость

$$\mu_\perp = \infty \text{ и } \gamma_1 = \infty.$$

Это означает, что первая волна претерпевает резонансное поглощение при определенном значении H_0.

В равенстве (358) $\omega_0 = \mu_0\psi H_0$ и $\omega_\perp$ соответственно частоты продольного и поперечного ферромагнитных резонансов.

Перемена направления $\overline{H}_0$ или вектора распространения волны $\overline{S}$ вызывает изменение величины γ. Это означает, что фазовая скорость v и постоянная затухания для волн противоположного направления распространения различны.

Наличие в волноводе двух волн, распространяющихся с разными постоянными γ_1 и γ_2, обусловливает невзаимные искажения структуры поля на участке, где располагается феррит.

Вышеописанные явления зависимости постоянных распространения двух волн от поля подмагничивания кладутся в основу создания волноводных коммутаторов и вентилей.

Рассмотрим волноводные ферритовые системы, основанные на невзаимных фазовых сдвигах, поперечном ферромагнитном резонансе и невзаимных искажениях поля в волноводе.

Волноводные системы, основанные на невзаимных фазовых сдвигах. Так как в волноводе с ферритом фазовые скорости двух встречнораспространяющихся волн различны, такая система является невзаимным фазовращателем и может служить основным элементом вентильных систем.

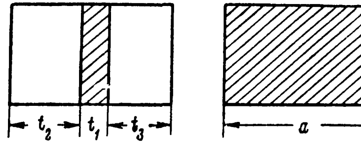


Рис. 152. Схема расположения феррита в прямоугольном волноводе

При разработке волноводно-ферритовых устройств необходимо знать, при каких условиях получаются максимальные невзаимные фазовые сдвиги. Анализ уравнений показывает, что величина невзаимных фазовых сдвигов зависит от положения феррита (разме-

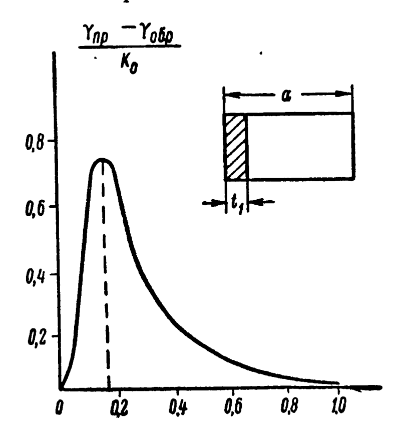


Рис. 153. График зависимости необратимого фазового сдвига от толщины пластины

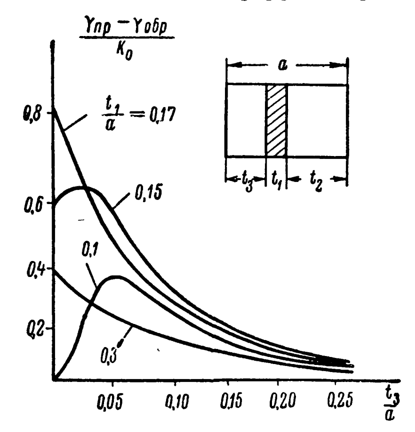


Рис. 154. График зависимости необратимого фазового сдвига от расположения пластины в волноводе

ров t_2, t_3, рис. 152) и его толщины t_1. Установлено также, что необратимый фазовый сдвиг равен нулю в волноводе при сплошном или симметричном заполнении ферритом.

Исследования показывают, что ферриты целесообразно использовать на частотах $\omega \gg \omega_0$. Это неравенство выполняется при относительно слабых полях $\overline{H}_0$, так как $\omega_0 = \mu_0 \psi H_0$.

Приведем некоторые данные о величине необратимых фазовых сдвигов в конкретных системах. На рис. 153 и 154 показаны отно-

сительные разности фаз прямой $\gamma_{пр}$ и обратной $\gamma_{обр}$ волн типа H_{01} в зависимости от степени заполнения волновода и положения пластины. Из приведенных графиков видно, что для каждой толщины t_1 пластины существует оптимальная величина t_3, характеризующая положение феррита в волноводе. Наибольший фазовый сдвиг имеет место при $\frac{t_1}{a} = 17\%$. С увеличением относительного размера $\frac{t_3}{a}$ разность фаз уменьшается.

Влияние диэлектрической проницаемости ε и намагниченности M_0 ферритов на величину необратимого фазового сдвига показано на рис. 155 и 156.

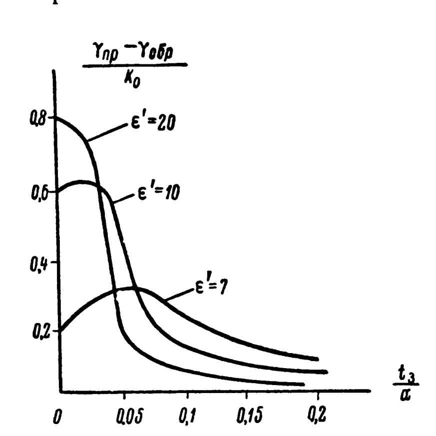


Рис. 155. График зависимости необратимого фазового сдвига от диэлектрической проницаемости феррита
$t_1 = 0{,}15\ a$; $M_0 = 0{,}2$ *вб/м²*; $f = 10^9$ *гц*

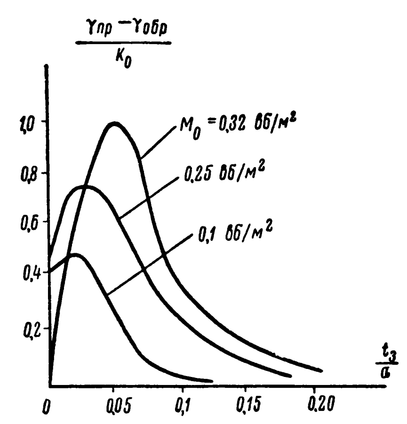


Рис. 156. График зависимости необратимого фазового сдвига от намагниченности
$t_1 = 0{,}15\ a$; $\varepsilon' = 10$; $f = 10^9$ *гц*

Волноводная вентильная система, основанная на невзаимных фазовых сдвигах, чаще всего выполняется в виде двух направленных ответвителей, между которыми располагается ферритовый элемент, обеспечивающий необходимый сдвиг фаз (рис. 157). Расстояние между осями двух параллельных волноводов равно $\frac{\lambda_в}{4}$, что соответствует сдвигу фазы на 90°.

Подобные устройства могут использоваться в качестве модулятора, развертывающего устройства для создания равносигнальной зоны и антенного переключателя. Работа системы в режиме модулятора и развертывающего устройства поясняется рис. 157, *а* и *б*. Как видно из рис. 157, *а*, при поле подмагничивания $\overline{H}_0$, равном нулю, феррит не вносит фазового сдвига ($\varphi = 0$) и вся энергия передатчика (Пд) пойдет в волновод, оканчивающийся поглощающей

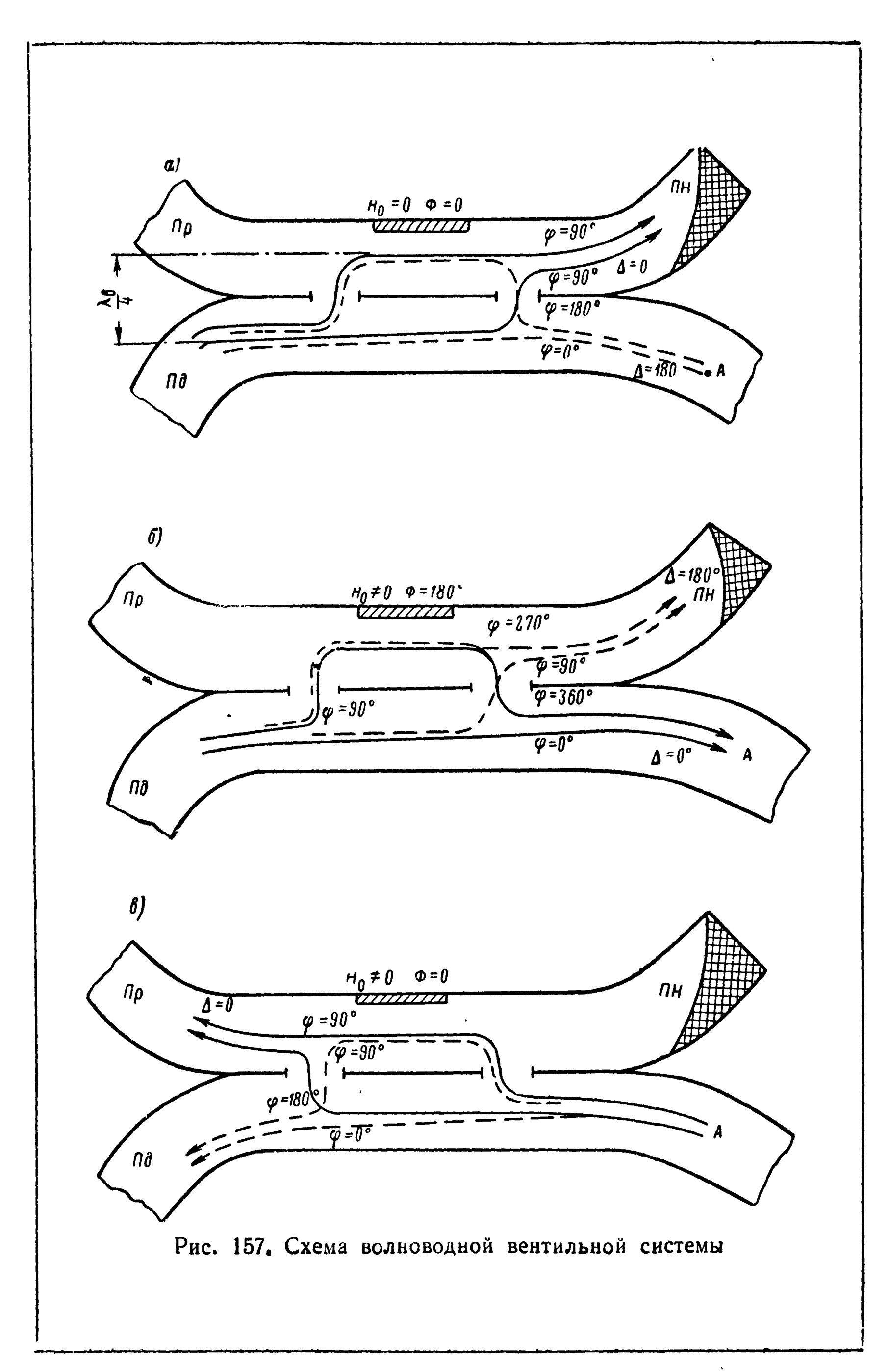


Рис. 157. Схема волноводной вентильной системы

нагрузкой (ПН). При $\overline{H}_0 \neq 0$ (рис. 157, *б*) феррит обеспечивает дополнительный сдвиг фазы φ, равный 180°, и тогда щелевой мост позволит передавать почти всю энергию из плеча Пд в сторону волновода *А*, подключаемого к антенне.

Регулировка фазы в пределах от 0 до 180° за счет изменения величины $\overline{H}_0$ обеспечивает амплитудную модуляцию потока энергии, поступающей в антенну станции по желаемому закону.

В варианте развертывающего устройства система работает также, но вместо поглощающей нагрузки к волноводу подключается второй облучатель антенны.

Действие устройства как антенного переключателя иллюстрируется рис. 157, *б* и 157, *в*.

В режиме передачи прямая волна получает на подмагниченном феррите дополнительный фазовый сдвиг, равный 180°, и переходит в антенное плечо. При приеме отраженного сигнала обратная волна проходит без фазового сдвига в плечо приемника. Такого рода антенные переключатели обеспечивают развязку приемо-передающих цепей на уровне 30—40 *дб*, тогда как в ламповых антенных коммутаторах развязка достигает величины порядка 70 *дб*.

Указанное обстоятельство пока не позволяет широко использовать ферритовые переключатели в антенно-волноводных устройствах радиолокационных станций.

Вентильное устройство, основанное на использовании поперечного ферромагнитного резонанса. Выше отмечалось, что при некоторой частоте $\omega_{\perp}$, определяемой по формуле (358), наблюдается резонансное поглощение одной из двух распространяющихся в волноводе волн. Можно подобрать такой режим, при котором поглощение энергии, распространяющейся в прямом направлении, будет меньше затухания обратной волны.

Такая система будет работать как вентиль, в котором обратная волна поглощается самим ферритом.

Экспериментальные исследования показали, что вентильные свойства в большей степени зависят от расположения феррита в волноводе. В этом смысле вентильные устройства разделяют на две схемы (рис. 158 и 159).

Первая схема, показанная на рис. 158, имеет один феррит, располагающийся около узкой стенки волновода, вторая — две пластины, устанавливаемые на верхней и нижней широких стенках волновода (рис. 159).

Дадим сравнительную характеристику этим схемам. Основные результаты испытаний первой схемы сводятся к следующему. Существует наивыгоднейшее положение феррита, при котором вентильный коэффициент *B*, определяемый отношением

$$B = \frac{N_{\text{обр}}}{N_{\text{пр}}}, \qquad (359)$$

имеет максимальное значение. В формуле (359) величины $N_{об}$ и $N_{пр}$ выражают затухание соответственно обратной и прямой волн. Оптимальное положение феррита тем ближе к узкой стенке волновода, чем толще пластина (больше размер t_1). С уменьшением толщины пластины вентильные свойства улучшаются.

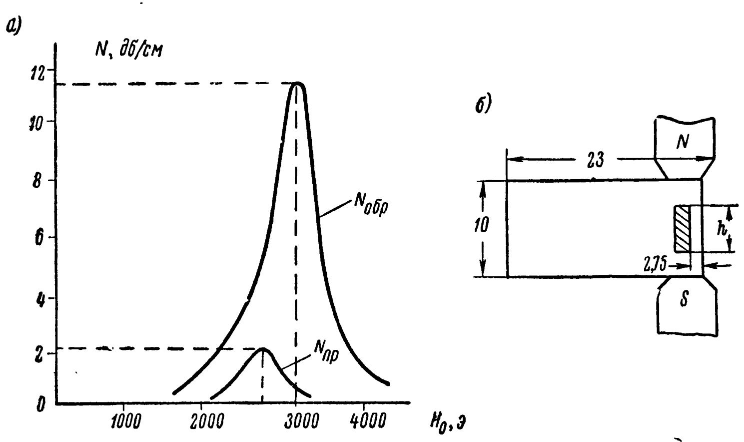


Рис. 158. Схема резонансного вентиля с одним ферритом; *а* — вентильные характеристики; *б* — схема подмагничивания феррита в волноводе

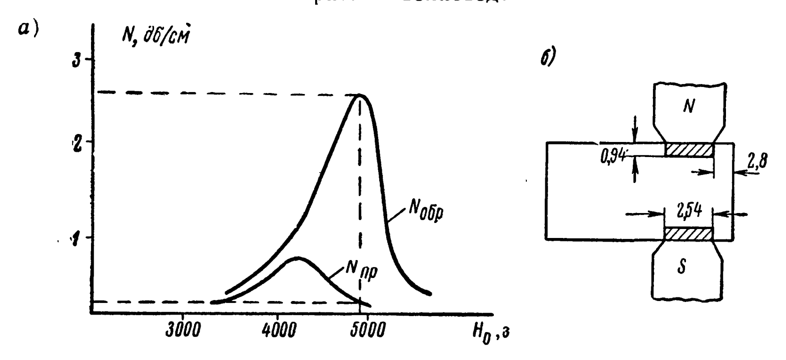


Рис. 159. Схема резонансного вентиля с двумя ферритами: *а* — вентильные характеристики; *б* — схема подмагничивания феррита в волноводе

Коэффициент *B* увеличивается с уменьшением высоты феррита *h* до некоторой определенной величины, не зависящей от толщины и равной 0,6—0,7 размера узкой стенки волновода.

Вентильные свойства практически не зависят от длины ферритовой пластинки.

Зависимость коэффициента *B* от высоты *h* объясняется тем, что с сокращением размера *h* уменьшаются токи смещения через феррит, а следовательно, и диэлектрические потери в нем.

На рис. 158 и 159 приведены графики зависимости затухания от напряженности поля подмагничивания H_0 для вентилей с одним и двумя ферритами, работающих на частоте 10 500 *Мгц*.

В первой схеме используется феррит с размерами 55,0 × 7,75 × × 1,16 *мм*, во второй — 114 × 2,54 × 0,94 *мм*. Вторая схема резонансного вентиля в виде тонких пластин, укрепленных на широких стенках, выгодно отличается от первой схемы уменьшением диэлектрических потерь за счет сильного снижения токов смещения в ферритах; удобством крепления пластин к стенкам; лучшей теплоотдачей, которая обеспечивает работу вентиля на более высоких уровнях мощности; большой величиной вентильного отношения

$$B_2 = N_{обр} : N_{пр} = 75 : 1$$

(первая схема обеспечивает отношение $B_1 = 15 : 1$); большей диапазонностью (при полосе $\Delta f = 12\%$; $B_2 \geqslant 20 : 1$).

Однако рассмотренной схеме свойственен и существенный недостаток — низкое значение обратного затухания на единицу длины феррита при высоком значении напряженности $\overline{H}_0$. Если $N_{обр}$ для первой схемы составляет порядка 11 *дб/см*, то вторая схема позволяет получить затухание лишь 2,6 *дб/см*. При этом в первой схеме требуется поле напряженностью в 3000 *э*, а во второй — 4800 *э*. Это обстоятельство объясняется размагничивающими факторами ферритовых пластин.

Для улучшения вентильных свойств второй схемы вплотную с ферритовой пластиной устанавливают диэлектрические пластины с высоким значением диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = 10 \div 20$), которые концентрируют энергию волны в районе ферритовых элементов. Это и обеспечивает увеличение затухания обратной волны на единицу длины до 9 *дб/см*. Затухание прямой волны не возрастает. В этих условиях $B \approx 100 \div 150$.

Схемы, использующие невзаимные «искажения» поля в волноводе. Анализ поля внутри волновода показывает, что структуры поля волн — прямой и обратной — различны. Структура полей $\overline{E}$ и $\overline{H}$ в прямоугольном волноводе с подмагниченным ферритом показана на рис. 160.

В волноводе с одной или двумя ферритовыми пластинами образуются сечения, где составляющая напряженности электрического поля E_z, а следовательно, и плотность энергии $\overline{S}$ различны для прямой и обратной волн. Если в сечениях с наибольшей плотностью энергии поместить поглощающую пластину $\varepsilon_п$, то затухание волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, будут существенно отличаться. Подобная система обладает вентильными свойствами.

Вентильные устройства, использующие невзаимные «искажения» поля в волноводе, находят в настоящее время применение в радиорелейных линиях связи на частотах 6000, 11 000 и 24 000 *Мгц*.

При полосе пропускания $\Delta f = 10\%$ их вентильный показатель B имеет величину не меньше, чем 20 : 1.

На основе использования невзаимного перераспределения поля внутри волновода могут быть созданы также циркуляторы, однорупорные сканирующие головки и другие устройства.

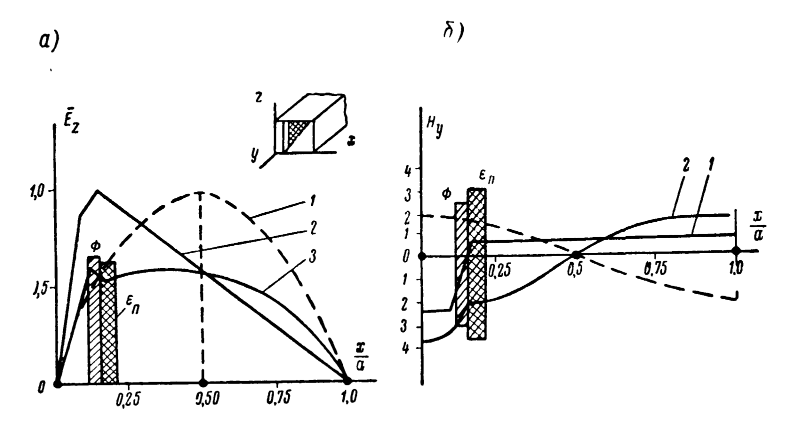


Рис. 160. Структура полей E и H в прямоугольном волноводе с подмагниченным ферритом.

а) 1 — поле $H_0 = 0$; 2 — прямая волна; 3 — обратная волна; *б)* 1 — обратная волна; 2 — прямая волна

На рис. 161 показана схема циркулятора, представляющего собой два связанных посредством щелей волновода. В нижнем волноводе помещается феррит. Щели располагаются на средней линии широкой стенки волновода *1—2*. Верхний волновод *3* подключается в зависимости от варианта использования либо к поглощающей нагрузке, либо к излучающему элементу.

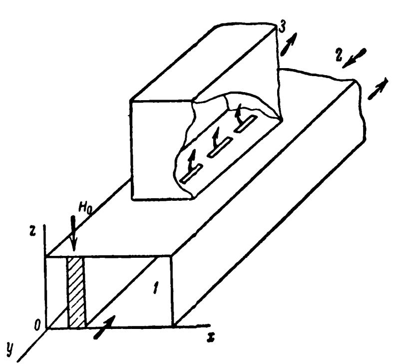


Рис. 161. Схема ферритового циркулятора

Прямая волна из волновода *1*, минуя плечо *3*, поступает в волновод *2*. Обратная волна, согласно рис. 160, в плоскости щелей имеет поле H_y, отличное от нуля. Энергия этой волны будет переходить в верхний волновод и далее к потребителю.

Если поле подмагничивания феррита снять, то в волноводе установится симметричное распределение поля H_y и энергия в волновод *3* поступать не будет.

Методика расчета ферритовых устройств. 1. Исходя из назначения ферритового устройства, длины волны, мощности, проходящей

через него, выбирается рецептура феррита и направление его подмагничивания (продольное или поперечное).

2. По характеристикам ферритовых элементов устанавливается режим работы феррита (пределы изменения поля подмагничивания, положение феррита в волноводе и т. п.). Например, по поляризационным характеристикам продольно намагниченного феррита данной рецептуры определяется величина и знак поля $\overline{H}_0$, необходимого для поворота вектора $\overline{E}$ на требуемый угол β; по вентильным характеристикам или кривым необратимого фазового сдвига поперечно намагниченных ферритов устанавливается величина поля H_0 и положение ферритового элемента в волноводе.

3. По известной напряженности магнитного поля на феррите определяется по формуле (352) средняя напряженность этого поля внутри катушки подмагничивания.

4. Рассчитывается по формуле (353) необходимая величина тока в катушке и число витков. Параметры $R_{ср}$ и $Z_к$ устанавливаются исходя из внешних размеров волновода и длины ферритового элемента.

5. Определяется необходимое сечение провода катушки и требуемое напряжение питания для системы подмагничивания.

При выборе рецептуры феррита и направления подмагничивания необходимо учитывать возможные варианты целесообразного использования ферритов.

Ферритовые устройства с продольным направлением намагничивания целесообразно применять в качестве:

1) вентиля, позволяющего ослабить реакцию рассогласованной нагрузки на магнетрон (при этом имеется в виду схема, использующая эффект Фарадея и явление продольного гиромагнитного резонанса);

2) фазовращателя, конструктивно представляющего систему двух преобразователей поляризации (один для трансформации линейной поляризации в круговую, другой для обратного преобразования волны с круговой поляризацией после изменения ее фазового угла на феррите в плоскую волну с линейной поляризацией);

3) простейшего антенного переключателя, работающего на использовании поворота плоскости поляризации на угол 45°;

4) сканирующего устройства;

5) амплитудного модулятора или аттенюатора;

6) поляризатора.

Ферритовые устройства с поперечным полем подмагничивания целесообразно применять в качестве:

1) вентиля, использующего явление искажения поля внутри волновода или эффект поперечного гиромагнитного резонанса (рис. 159 и 160);

2) антенного переключателя, работающего на принципе использования необратимых фазовых сдвигов;

3) согласующих устройств, основанных на явлении обратимого фазового сдвига, которое имеет место в волноводе с центральным ферритом;

4) систем для магнитной настройки объемных резонаторов;

5) сканирующих устройств.

Для оценки возможностей применения ферритовых устройств в антенно-волноводных трактах радиолокационных станций ниже приводятся свойства некоторых типов ферритов.

Группа 1. Свойства феррита, используемого в вентильных устройствах сантиметрового диапазона, приведены в табл. 17.

Таблица 17

Некоторые свойства феррита РЧ-50 на частоте 9450 *Мгц*

Свойства	Поле H^0, *э*			
	100	200	400	600
Угол поворота вектора $\overline{E}$, град.	30	58	74	75
Резонансные потери, *дб*	21	19	12	11,5

Группа 2. Магнитные свойства Ni- и Zn-ферритов приведены в табл. 18.

Таблица 18

Некоторые свойства Ni- и Zn-ферритов

Феррит	μ_0	μ_{max}	H, *э* (при μ_{max})	$\operatorname{tg}\delta$ (при $f = 10$ *Мгц*)	Точка Кюри °C
М-62	1350	3330	0,24	0,058	85
М-46	3000	6020	0,16	0,12	70
М-67	5000	7560	0,08	0,225	30
М-13	380	1140	4,1	0,015	>160

Группа 3. Свойства Ni-Zn-Mn-ферритов марки М-50 для использования в миллиметровом диапазоне волн в системах, работающих на невзаимных фазовых сдвигах:

удельное электрическое сопротивление $\rho_V = 6 \cdot 10^8$ *ом/см*^{3};

начальная магнитная проницаемость $\mu_0' = 80$ при $H = 100$ *э*;

максимальная магнитная проницаемость $\mu_{max}' = 340$;

невзаимный фазовый сдвиг $\varphi = 90°$;

потери 0,15 *дб*.

ГЛАВА IV

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

§ 26. Антенные переключатели

Совмещение функций приема и передачи в одной антенне приводит к значительному упрощению радиолокационной станции в целом. Отсюда вытекает необходимость наличия в схеме станции специальной коммутации антенны на прием и передачу. Функции этой коммутации выполняются антенным переключателем. Антенные переключатели должны переключать антенну к передатчику и отключать ее от приемника во время работы генератора, обеспечивать высокую развязку между передатчиком и приемником во время работы первого, чтобы чувствительный полупроводниковый смеситель приемника не был поврежден высокочастотной энергией передатчика, просачивающейся через переключатель, быстро отключать передатчик от антенны и подключать к ней приемник по окончании работы передатчика. Кроме того, потери мощности в антенном переключателе должны быть минимальными как в режиме передачи, так и в режиме приема.

Рассмотрим основные параметры антенного переключателя.

1. Коэффициент потерь T переключателя при приеме

$$T=\frac{P_{пр}}{P_{н}},$$

где $P_{пр}$ — номинальная мощность, подводимая к коммутатору в режиме приема;

$P_{н}$ — мощность, фактически отдаваемая полезной нагрузке.

Коэффициент защиты D смесительного устройства в режиме передачи:

$$D=\frac{P_{м}}{P_{д}},$$

где $P_{м}$ — номинальная мощность магнетрона;

$P_{д}$ — мощность, выделяемая на кристаллическом смесителе.

Полоса пропускания антенного переключателя

$$\dot{B}=\frac{2\Delta f}{f_0}\,100\%.$$

Числитель этой формулы характеризует разность частот, при которой выделенная в режиме приема мощность на полезной нагрузке уменьшается в два раза по сравнению с мощностью, выделенной на резонансной частоте f_0.

Активными элементами большинства антенных переключателей являются газовые разрядники. В последнее время при конструировании переключателей нередко используют ферриты. Однако такого рода антенные коммутаторы обладают существенными недостатками по сравнению с переключателями на газовых разрядниках. Основными недостатками ферритовых антенных переключателей являются следующие: сравнительная малая развязка передатчика и приемника станции (в газовых переключателях достигается развязка в 60—70 *дб*, в ферритовых — 30 *дб*), что не позволяет использовать переключатель в мощных станциях; ограниченный диапазон работы по частоте, так как ферриты изготовляются на диапазон $\lambda = 0{,}8 \div 20$ *см*.

В диапазоне метровых и отчасти дециметровых волн антенные переключатели выполняются в виде отрезков двухпроводной или коаксиальной линии с искровыми разрядниками. В диапазоне дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн они представляют собой отрезки волновода с разрядниками, вмонтированными в объемный резонатор.

При расчете антенных переключателей, независимо от диапазона волн, исходят из теории длинных линий. Из формул для входного сопротивления ненагруженных разомкнутой и замкнутой линий

$$Z_{вх}=-jW\operatorname{ctg}\frac{2\pi}{\lambda}\,x, \qquad (360)$$

$$Z_{вх}=jW\operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}\,x \qquad (361)$$

видно, что при длине $x = 0{,}25\lambda$ в случае разомкнутой линии $Z_{вх} = 0$, а короткозамкнутый отрезок такой длины имеет $Z_{вх} = \infty$.

Отрезки длиной $x = 0{,}5\lambda$ соответственно имеют входное сопротивление, равное бесконечности и нулю. Входное сопротивление нагруженной линии можно вычислить по формулам

$$R_{вх}=\frac{W^2}{R_н}\,(x=0{,}25\lambda);\quad R_{вх}=R_н\,(x=0{,}5\lambda),$$

где W — волновое сопротивление;
$R_н$ — сопротивление нагрузки.

Таким образом, осуществляя замыкание и размыкание отрезков линии, равных $\frac{\lambda}{4}$ и $\frac{\lambda}{2}$, с помощью газовых разрядников можем менять входное сопротивление первых с величины, равной нулю до бесконечности и наоборот.

Схема антенного переключателя выбирается исходя из величины входных сопротивлений антенны R_a, приемника $R_{пр}$ и передатчика в режимах генерации $R_г$ и статическом R_0. В этом смысле возможны схемы на различные варианты антенных переключателей.

Рассмотрим наиболее характерный случай, когда входное сопротивление передатчика в статическом режиме значительно больше

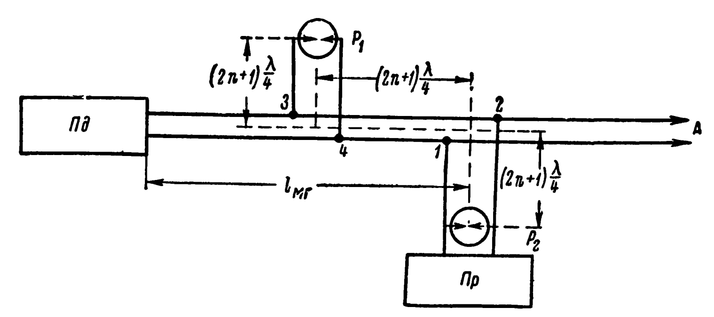


Рис. 162. Схема антенного переключателя с параллельным включением разрядников

его входного сопротивления в режиме генерации ($R_0 \gg R_г$). В режиме генерации входное сопротивление магнетрона обычно составляет порядка 1000 *ом*.

В статическом режиме это сопротивление резко увеличивается и измеряется десятками тысяч омов. В качестве сопротивления нагрузки линии $R_н$ нужно принимать сопротивление разрядника во время горения. Оно обычно составляет несколько десятков омов. Покажем, что для рассматриваемого случая целесообразно собирать антенный переключатель по схеме, показанной на рис. 162.

В этой схеме разрядники включены параллельно основному тракту. Длина ответвлений и расстояние между ними берутся равными нечетному числу четвертей длины волны.

Вследствие этого в момент генерации импульса замкнутые разрядники не оказывают никакого влияния на главный волновод (входное сопротивление ответвлений очень большое).

При приеме отраженных сигналов в точках *1—2* оказываются подключенными параллельно два сопротивления: одно очень большое, равное входному сопротивлению передающего участка главного волновода, другое малое, соответствующее входному сопротивлению приемника. Тогда электромагнитная энергия без заметных потерь будет поступать на приемник.

Примем для расчетов $R_г = 500$ *ом*, $R_0 = 50\,000$ *ом* и $R_н = 30$ *ом*. Из условия согласования волноводного тракта имеем

$$R_г = W = R_А = R_{пр} \text{ или } W = R_А = R_{пр} = 500 \text{ ом}.$$

В режиме передачи разрядники $Р_1$ и $Р_2$ пробиты, их сопротивление равно $R_н = 30$ *ом*, тогда входное сопротивление четвертьволновых ответвлений в точках *1*, *2* и *3*, *4* составит

$$R_{1,2} = \frac{W^2}{R_н} = \frac{2{,}5 \cdot 10^5}{30} \approx 8000 \text{ ом}.$$

Если $R_А \ll R_{1,2}$, то почти вся энергия пойдет в антенну. В режиме приема сопротивление погашенных разрядников велико и измеряется десятками килоомов. Принимая в этом случае $R'_н = 50$ *ком*, получаем входное сопротивление на приемном участке линии в точках *1*, *2* равным

$$R'_{1,2} = \frac{W^2}{R'_н} = \frac{2{,}5 \cdot 10^5}{5 \cdot 10^4} = 5 \text{ ом},$$

т. е. близкое к короткому замыканию. Входное сопротивление в тех же точках *1*, *2* со стороны передатчика определится по формуле для отрезка линии длиной 0,5λ. Оно равно $R_{1,2} = R'_н = 50$ *ком*. Таким образом, энергия принятого сигнала практически не будет поступать в сторону передатчика.

Некоторые типы магнетронов в статическом режиме обладают небольшим индуктивным сопротивлением, эквивалентным удлинению отрезка линии. Поэтому для уменьшения энергии, просачивающейся в генератор из антенны, длина ответвления $l_{МГ}$ выбирается несколько меньшей нечетного числа четвертей длины волны.

Вышеотмеченные параметры переключателя существенным образом зависят от эффективности работы разрядников. Под эффективностью разрядника понимают отношение мощности колебаний, приходящих на антенну, к мощности колебаний, потребляемой цепью разрядника

$$Э = \frac{P_А}{P_{1,2}}. \tag{362}$$

Чем меньшую мощность будет потреблять разрядник, тем больше будет дальность действия радиолокационной станции. В рассмотренном примере сопротивление антенны равнялось $R_А = 500$ *ом*, а входное сопротивление замкнутой разрядником четвертьволновой линии в сторону приемника составляло $R_{1,2} = 8000$ *ом*.

Соответственно потребляемые этими цепями мощности определятся как

$$P_А = \frac{U^2}{R_А} = \frac{U^2}{500} \text{ и } P_{1,2} = \frac{U^2}{R_{1,2}} = \frac{U^2}{8000}.$$

Эффективность разрядника вычислится

$$Э = \frac{P_А}{P_{1,2}} = \frac{R_{1,2}}{R_А} = \frac{8000}{500} = 16.$$

Эта величина показывает, что цепью разрядника потребляется мощность, в 16 раз меньшая мощности колебаний, приходящих на антенну.

Из последнего выражения видно, что эффективность разрядника в значительной степени зависит от входного сопротивления участка, замкнутого разрядником. Но

$$R_{1,2} = \frac{W^2}{R_н},$$

тогда эффективность

$$Э = \frac{W^2}{R_н R_А}.$$

Следовательно, для повышения отмеченного параметра разрядников или улучшения таких параметров антенного переключателя, как коэффициенты защиты и потерь, необходимо выбирать для коммутатора фидер с большим волновым сопротивлением, а разрядник — с малым сопротивлением при горении.

Однако не всегда можно в антенных устройствах применить фидер с большим волновым сопротивлением и подобрать разрядник с требуемым сопротивлением зажигания. Ограничение, например, по волновому сопротивлению связано с необходимостью согласования фидера с антенной. Поэтому для уменьшения потребляемой энергии разрядником в антенных переключателях применяют повышающие трансформаторы.

Известно, что сопротивление нагрузки, включенной во вторичную обмотку трансформатора с коэффициентом трансформации n, для его первичной цепи представляет сопротивление в n^2 раз меньшее.

В данном случае нагрузкой вторичной цепи трансформатора является сопротивление разрядника $R_н$, а для первичной обмотки

$$R'_н = \frac{R_н}{n^2}.$$

Поэтому эффективность разрядников, подключенных через трансформатор, выразится

$$Э = \frac{W^2 n^2}{R_н R_А}$$

или с учетом равенства $W = R_А$

$$Э = \frac{W}{R_н} n^2.$$

Ввиду того, что в станциях сантиметрового диапазона в качестве смесителей используются чрезвычайно чувствительные к перегрузкам кристаллы, к разрядникам антенных переключателей таких станций предъявляются весьма высокие требования.

Если для перегорания кристалла смесителя достаточна импульсная мощность в 1 *вт*, а мощность излучения измеряется сотней киловатт, то станет понятным необходимость применения в переключателях разрядников с высокой эффективностью.

В качестве трансформаторов в антенных переключателях используются резонансные отрезки коаксиальных линий или объемные резонаторы.

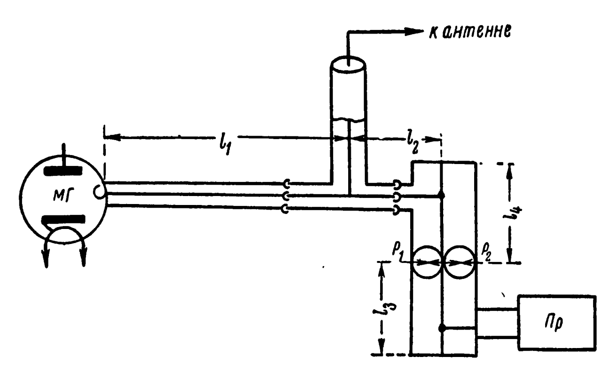


Рис. 163. Схема антенного переключателя на коаксиальных линиях

Рассмотрим два основных типа антенных переключателей. Антенные переключатели на коаксиальных линиях используются в диапазоне дециметровых и короткой части метровых волн. Коаксиальные фидеры имеют малые волновые сопротивления (30—77 *ом*), близкие к сопротивлению разрядников, поэтому применение резонансных трансформаторов в переключателях на коаксиальных линиях оказывается крайне необходимым.

Рассмотрим возможные схемы переключателя. На рис. 163 дана схема переключателя, в котором в качестве трансформаторов используется резонансная коаксиальная линия длиной $l = l_3 + l_4 = \frac{\lambda}{2}$ и закороченная с обоих концов.

Разрядники включены между ее внутренним и внешним проводниками в средине резонансной линии $\left(l_3 = l_4 = \frac{\lambda}{4}\right)$, где напряжение достигает максимальной величины.

Длина ответвлений l_1 и l_2 от тройника в сторону магнетрона и к коаксиальному резонатору выбирается равной нечетному числу отрезков линий, имеющих длину несколько меньше $\frac{\lambda}{4}$. Такая длина

отрезков линии выбирается потому, что малое индуктивное входное сопротивление магнетрона в статическом режиме эквивалентно короткому замыканию малого отрезка линии и, следовательно, ближайшая пучность к концу линии находится на расстоянии, несколько меньшем $\frac{\lambda}{4}$. Это обеспечивает, с одной стороны, уменьшение уровня энергии, просачивающейся из антенны на магнетрон при приеме сигнала, а с другой стороны, от магнетрона в приемник в период генерации.

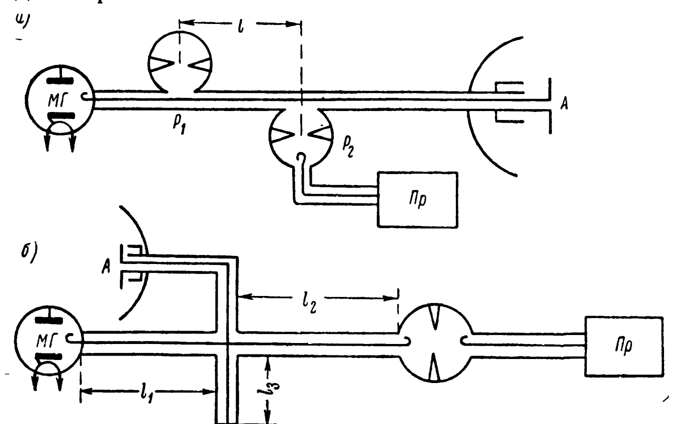


Рис. 164. Схема антенного переключателя с трансформаторами в виде объемных резонаторов, включенных параллельно (*а*) и последовательно (*б*)

Для точной подгонки длины линий l_1 и l_2 фидеры приемника и передатчика выполняются в виде телескопической конструкции со скользящими контактами.

Схема переключателя на коаксиальном фидере с трансформаторами в виде объемных резонаторов, включенных в линию последовательно и параллельно, показана на рис. 164, *а*, *б*.

В этой схеме в линию включено два разрядника $Р_1$ и $Р_2$. Во время генерации мощного импульса оба разрядника пробиваются и не препятствуют прохождению энергии к антенне. Разрядник $Р_2$, кроме того, блокирует приемник. При приеме разрядник $Р_2$ не пробит и свободно пропускает отраженные сигналы на приемник.

Камера $Р_1$ отстоит от разрядника $Р_2$ на расстоянии $l = \frac{\lambda}{4}$, благодаря чему обеспечивает блокировку магнетрона от принимаемых сигналов.

В схеме переключателя (рис. 164, *б*) отрезки l_1, l_2, l_3 равны нечетному числу четвертей длины волны. Отросток l_3 служит опорным изолятором. Элементом настройки объемных резонаторов служат плунжера и диафрагмы.

Антенные переключатели на волноводах применяются в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Коммутирующими элементами в этих переключателях служат объемные резонаторы с разрядниками. Связь разрядных камер с волноводом осуществляется или через щель в широкой стенке волновода (последовательное включение разрядника), или посредством щели в узкой стенке (параллельное включение разрядника). Предпочтение следует отдавать связи через узкую стенку, так как при связи через широкую стенку под воздействием сильного магнитного поля создаются условия для возникновения искры на краях щели связи, что вызывает расстройку разрядной камеры.

Принципиальная схема антенного переключателя на волноводах с двумя параллельно подключенными газовыми разрядниками показана на рис. 162, а общий вид — на рис. 165. Расстояния l_1, l_2 и l_3 выбираются равными нечетному числу четвертей длины волны в волноводе. Отрезки l_1 и l_3 соответствуют расстоянию от центра широкой стенки волновода до искровых промежутков разрядников. С учетом габаритов разрядников отрезки l_1, l_2 и l_3 обычно составляют $(3 \div 5)\ \frac{\lambda_в}{4}$. Если принять

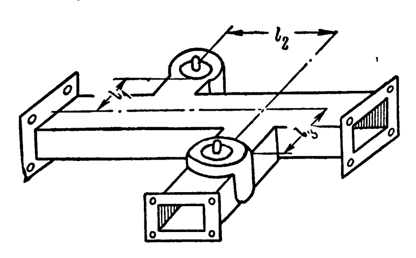


Рис. 165. Схема антенного переключателя на волноводах

$l_1 = l_2 = l_3 = 3\ \frac{\lambda_в}{4}$, то основные размеры антенного переключателя, работающего на волне $\lambda = 3{,}1$ *см* и выполняемого на прямоугольном волноводе с размерами $a \times b = 23 \times 10$ *мм*, определяются как $l_1 = l_2 = l_3 = 3\ \frac{4{,}2}{2} = 3{,}2$ *см*.

Коэффициент передачи мощности через разрядник определяется по формуле

$$k_р \approx 1 - \frac{Q_н}{Q_0}, \qquad (363),$$

где $k_р$ — коэффициент передачи мощности;

$Q_н$ — добротность резонатора, ненагруженного смесителем;

Q_0 — добротность резонатора, нагруженного смесителем.

Эти величины выбираются из паспорта разрядника, в котором также показываются: диапазон частот (волн), допускаемая мощность и размеры волновода, с которым сопрягается разрядник, пик пропускаемой разрядником энергии, просачивающаяся мощность, время восстановления разрядника до $k_р = 0{,}5$ *в* микросекундах, напряжение поджига, срок службы.

У большинства разрядников, работающих в трехсантиметровом диапазоне, $Q_н \approx 300 \div 400$, $Q_0 = 20\,000 \div 30\,000$. Принимая $Q_н =$

$=300$, $Q_0=20\,000$, по формуле (363) получаем $k_р=1-\frac{300}{20\,000}=$ $=0{,}985$. Равенство $l_2=(2n+1)\frac{\lambda_в}{4}$ справедливо на средней волне рабочего диапазона. На крайних частотах это условие нарушается и потери в ответвлениях растут.

Поэтому необходимо проверить поведение антенного переключателя на одной из крайних частот в зависимости от потерь. Электрическая длина линии l_2 в радианах на средней частоте составит

$$\theta=\frac{2\pi l_2}{\lambda_{в ср}}.$$

Требуется найти поправку $\Delta\theta$, соответствующую $\Delta\lambda=$ $=\lambda_{max}-\lambda_{ср}$.

Поправка на электрическую длину вычисляется по формуле

$$\Delta\theta=-\frac{\theta}{1-\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}}\cdot\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \qquad (364)$$

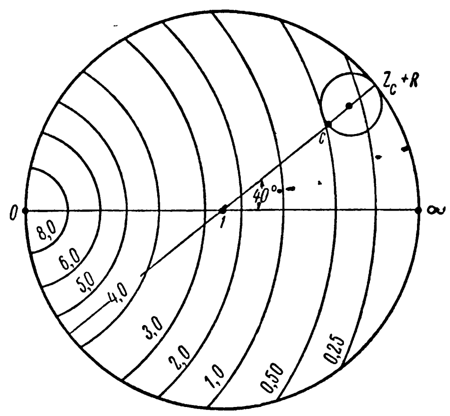


Рис. 166. Диаграмма потерь и график суммарного сопротивления

Пример. Предположим, что $\lambda_{max}=3{,}23$ *см*. Тогда для рассматриваемого случая ($\lambda_{ср}=3{,}1$ *см*, $a=2{,}3$ *см*) получаем

$$\Delta\lambda=3{,}23-3{,}1=0{,}13\ см,$$

$$\lambda_{кр}=2a=2\cdot 2{,}3=4{,}6\ см,$$

$$\theta=\frac{2\pi l_2}{\lambda_{в ср}}=\frac{2\pi\cdot 3{,}2}{4{,}2}=4{,}7\ рад.,$$

а поправка

$$\Delta\theta=-\frac{4{,}7}{1-\left(\frac{3{,}1}{4{,}6}\right)^2}\cdot\frac{0{,}13}{3{,}1}=-0{,}35\ рад.=-20°.$$

Для определения потерь на одной из крайних частот диапазона можно воспользоваться диаграммой потерь и круговой диаграммой сопротивления $Z_t=Z_c+R$ (рис. 166), где R — нормированное сопротивление разрядника блокировки магнетрона; $Z_c=R_c+jX_c$ — сопротивление передатчика, пересчитанное в сечении разрядника.

Для определения искомого затухания диаграмму сопротивления необходимо развернуть относительно диаграммы потерь на угол

$2\Delta\theta$. В данном случае этот угол составляет 40°. Точка касания C окружности Z_t с одной из семейства кривых укажет на величину потерь. Для данных условий потери составляют 0,5 *дб* и снижаются при увеличении сопротивления Z_t и при уменьшении угла $\Delta\theta$.

Последняя величина, как видно из выражения (364), тем меньше, чем короче отрезок l_2 и уже полоса частот (меньше $\Delta\lambda$).

Отсюда можно сделать вывод, что для уменьшения потерь в антенном переключателе при сохранении диапазонных свойств ($\Delta\lambda$) разрядники следует располагать как можно ближе друг к другу.

Некоторого преимущества с точки зрения сведения к минимуму погрешности в определении величины l_2 в полосе $\Delta\lambda$ можно достигнуть, если для расчета принять среднеарифметическую электрическую длину θ_3 и среднюю длину волны в волноводе $\lambda_{в_3}$. Искомая величина l_2 определится как

$$l_2 \approx \frac{\theta_3 \lambda_{в3}}{2\pi},$$

где

$$\theta_3 = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2};$$

$$\frac{1}{\lambda_{в3}} = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{\lambda_{в_1}} + \frac{1}{\lambda_{в_2}}\right];$$

θ_1 и θ_2, $\lambda_{в1}$ и $\lambda_{в2}$ — величины, соответствующие крайним точкам полосы λ_{max}—λ_{min}.

В рассмотренном выше примере $\lambda_1 = \lambda_{max} = 3{,}23$ *см*, $\lambda_2 = \lambda_{min} = 3{,}0$ *см*, длина волны в волноводе равна $\lambda_{в1} = 4{,}5$ *см*, $\lambda_{в2} = 3{,}9$ *см*. Электрическая длина $\theta_1 = 4{,}45$ рад. $\theta_2 \doteq 5{,}15$. Средние величины

$$\theta_3 = \frac{4{,}45 + 5{,}15}{2} = 4{,}8 \text{ рад};$$

$$\lambda_{в3} = \frac{2\lambda_{в_1}\lambda_{в_2}}{\lambda_{в_1} + \lambda_{в_2}} = \frac{2 \cdot 4{,}5 \cdot 3{,}9}{8{,}4} = 4{,}2 \text{ см}.$$

Окончательно получаем расстояние между разрядниками, равное

$$l_2 = \frac{\theta_3 \lambda_{в3}}{2\pi} = \frac{4{,}8 \cdot 4{,}2}{2\pi} = 3{,}25 \text{ см}.$$

Рассмотренные выше антенные переключатели выполняются на прямолинейных отрезках фидерной линии. Антенный переключатель может быть выполнен с применением тройников или Т-образных соединений. Такие антенные переключатели могут конструироваться как на коаксиальных линиях, так и на волноводах.

Такого рода устройства часто называются балансными, или мостовыми, антенными переключателями. Возможны два варианта балансных переключателей.

Первая схема выполняется на основе одинарных тройников с E-плечом, вторая схема — на базе двух двойных тройников с E- и H-плечами.

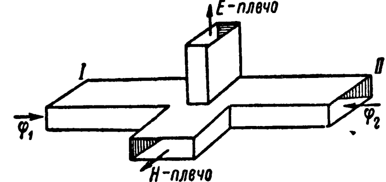


Рис. 167. Схема двойного тройника

В обеих схемах переключателей используются поляризационные свойства волн. Сущность этих свойств кратко выражается в том, что, во-первых, электромагнитная энергия в E-плечо поступает только из плеч I, II, причем фаза колебаний в них должна отличаться на 180° (рис. 167); во-вторых, в H-плечо энергия распространяется из плеч I и II при их синфазном возбуждении; в третьих, энергия электромагнитных волн не может непосредственно переходить из E-плеча в H-плечо и обратно.

На рис. 168 показана схема антенного переключателя на Т-образных и E-плоскостных соединениях. На двух кольцевых волно-

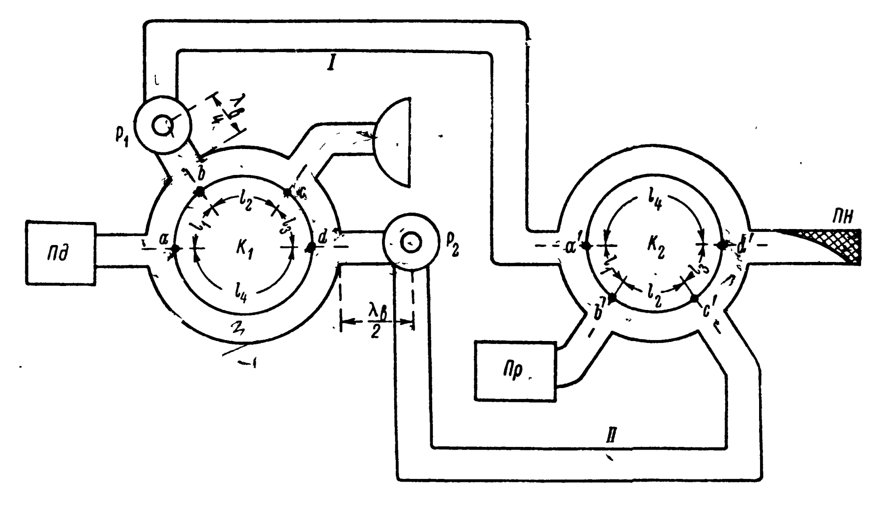


Рис. 168. Схема антенного переключателя на одинарных тройниках

водах $К_1$ и $К_2$ располагается восемь плеч a, b, c, d, a', b', c', d'. Расстояния между ними подбираются так, чтобы $l_1 = l_2 = l_3 = \frac{\lambda_в}{4}$, а $l_4 = 3\frac{\lambda_в}{4}$.

Разрядники $Р_1$ и $Р_2$ включены в плечи b и d, первый из них на расстоянии $\frac{\lambda_в}{4}$ от кольца, второй — на расстоянии $\frac{\lambda_в}{2}$.

Во время передачи разрядники пробиваются. В точке b сопротивление становится бесконечно большим, что эквивалентно размыканию левого участка кольца $К_1$. Замкнутый полуволновой отрезок волновода обеспечивает в точке d короткое замыкание и беспрепятственное распространение волн в сторону антенны.

Разрядные камеры не создают при разряде полного короткого замыкания, поэтому часть энергии передатчика будет просачиваться в волноводы I и II. Так как разность путей до точки d' составляет полволны, а до точки b' равна нулю, то просочившаяся энергия проследует в сторону поглощающей нагрузки (ПН). Во время приема разрядники не пробиты, энергия переходит в главные волноводы I, II и далее на приемник.

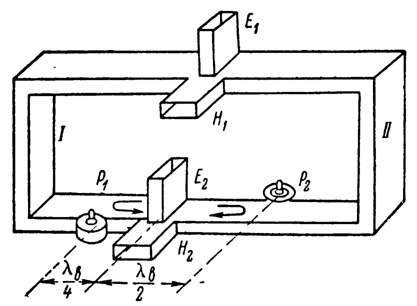


Рис. 169. Схема антенного переключателя на двойных тройниках

За счет разности хода в полволны на кольцах $К_1$ и $К_2$ принятый сигнал в точки a и d происходит в фазе, что исключает проникновение энергии на передатчик и поглотитель. Схема переключателя на двойных Т-образных соединениях показана на рис. 169. К двум тройникам подключаются: в E_1-плечо — приемник, через H_1-плечо — поглощающая нагрузка, через E_2-плечо — антенна и через H_2-плечо — передатчик.

Газовые разрядники $Р_1$ и $Р_2$ располагаются на расстоянии соответственно $\frac{\lambda_в}{4}$ и $\frac{\lambda_в}{2}$ от плоскости симметрии нижнего Т-образного соединения.

При работе передатчика разрядники пробиваются. Две отраженные волны, приходящие слева и справа от Т-образного соединения, окажутся в противофазе, и энергия передатчика будет переходить к антенне через E_2-плечо. Просачивающийся сигнал через разрядники придет на верхнее Т-образное соединение в фазе и далее на поглощающую нагрузку. При приеме в главных волноводах I и II находятся сигналы, отличающиеся по фазе на 180°, которые будут распространяться через E_1-плечо в сторону приемника.

Активными элементами антенных переключателей обычно являются газовые разрядники.

Разрядники разделяют на узко- и широкополосные. Узкополосные могут быть с внешним или внутренним резонатором. Широкополосные разрядники в отличие от узкополосных имеют не один искровой промежуток, а несколько. Расстояние между искровыми промежутками равно $\frac{\lambda_в}{4}$.

Разрядники защиты приемника, устанавливаемые в ответвле-

нии, идущем в сторону приемника, имеет электрод вспомогательного поджига. Напряжение, подаваемое на поджигающий электрод, снижает потенциал пробоя, а следовательно, и мощность, которая просачивается через разрядник на детектор.

Стандартные широкополосные разрядники с фиксированной настройкой обычно рассчитываются на мощности больших уровней. Однако они обладают плохой избирательностью, так как пропускают мешающие сигналы на любой частоте внутри широкой полосы пропускания. Таким образом, широкополосные разрядники, обладая большой диапазонностью, зачастую не удовлетворяют требованиям помехозащиты от своих близко расположенных станций.

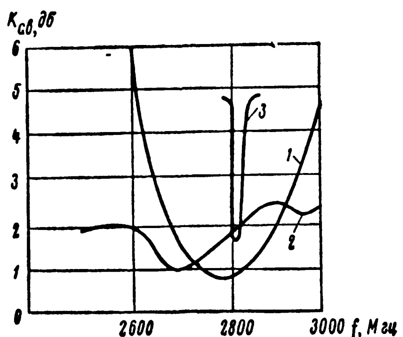


Рис. 170. Частотные характеристики разрядников.

1 — универсального; 2 — широкополосного; 3 — узкополосного

Настраиваемые газовые разрядники волноводного типа имеют несколько большую селективность, но все же недостаточную для существенного ослабления мешающих сигналов.

Узкополосные настраиваемые разрядники с внешним объемным резонатором, как правило, не обеспечивают необходимого срока службы на больших мощностях.

Частотные характеристики трех типов разрядников приводятся на рис. 170.

Эти обстоятельства вынуждают разрабатывать новый тип разрядника, который бы сочетал в себе свойства широко- и узкополосного разрядников.

Одним из возможных вариантов выполнения такого гибридного разрядника является конструкция разрядника EST-27, состоящая из трех основных элементов.

Первый элемент представляет собой широкополосную волноводную секцию с герметизированным окном, работающую на высоком уровне мощности; второй элемент — настраиваемая секция, назначение которой регулировать величину энергии, просачивающейся через антенный переключатель. Третьим элементом служит секция, соединяющая внешний резонатор со стандартным волноводом.

Разрядник нового типа EST-27 обладает следующими параметрами: в диапазоне $f = 2700 \div 2900$ *Мгц*, $K_{с.в} \leqslant 1{,}3$.

Средняя просачивающаяся мощность около 100 *мвт*. Время восстановления не более 15 *мксек*. Добротность нагруженного резонатора порядка 300. Полоса пропускания $\Delta f = 5$ *Мгц* на уровне $K_{с.в} = 10$ *дб* и 27 *Мгц* на уровне $K_{с.в} = 30$ *дб*.

Порядок расчета антенных переключателей.

1. Исходя из мощности станции, рабочей длины волны, минимального коэффициента защиты смесителя, допустимых потерь в антенном переключателе и необходимой диапазонности, выбирается тип газового разрядника.

2. Исходя из величины входного сопротивления антенны, приемника и передатчика в режимах генерации и при отсутствии его, определяется схема антенного переключателя.

3. Рассчитываются длины плеч l_1 и l_3 и расстояние между точками включения разрядников. При этом следует учитывать требования конструктивного выполнения переключателя.

4. Проверяется, как сильно растут потери в ответвлениях схемы на крайних частотах диапазона работы станции. Результатом проверки должно явиться определение оптимального расстояния между разрядниками l_2.

§ 27. Детекторные секции

Детекторные секции находят применение в радиолокационных станциях для настройки волноводных систем и измерения коэффициента стоячей волны в них. Детекторная секция представляет собой часть волновода, снабженную устройством для установки в нем кристаллического детектора. Устройство этого узла показано на рис. 171.

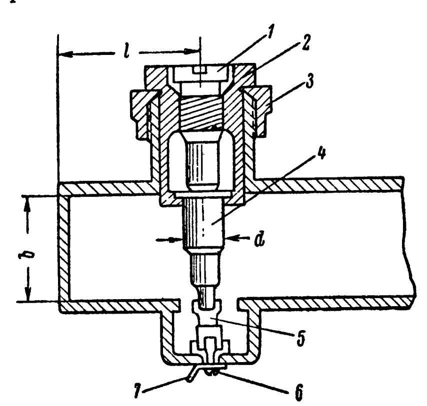


Рис. 171. Схема детекторной секции

Кристаллический детектор *4* помещается своей верхней частью во втулке *2*, где и закрепляется при помощи винта *1*. Втулка фиксируется гайкой *3* в нарезном отростке волновода.

На тонкий конец детектора надевается наконечник *5*, который входит в гнездо контактного винта *6*. Контактный винт электрически соединен с лепестком *7*, выведенным наружу и изолированным от стенки волновода при помощи слюдяной прокладки.

Таким образом, по высокой частоте кристалл волновода через емкость, образуемую слюдяной прокладкой, находится под воздействием напряжения. Выводами сигнала низкой модуляционной частоты являются сам волновод и лепесток *7*.

Расчет детекторных секций в конечном итоге сводится к определению оптимальных размеров l и c (рис. 172), которые определяют условия согласования детектора с волноводом.

Первый из этих размеров l характеризует положение детектора относительно закорачивающей стенки, второй c — величину смещения детектора от осевой линии широкой стенки волновода.

Исходными данными для расчета детекторных камер являются внутренние размеры волновода $a \times b$, диаметр детектора d и приведенное значение полного сопротивления кристаллического детектора $Z_д = r_д + jx_д$.

В настоящее время не существует строгих методов расчета так как они должны базироваться на решении весьма сложной электродинамической задачи.

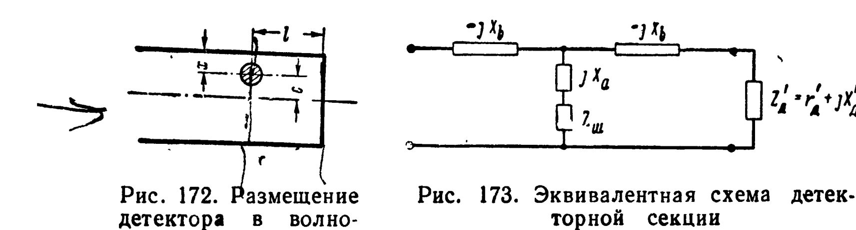


Рис. 172. Размещение детектора в волноводе

Рис. 173. Эквивалентная схема детекторной секции

Метод приближенного расчета основывается на представлении детектора в виде индуктивного металлического стержня, установленного в поперечном сечении волновода. Детекторная секция рассматривается как пассивный четырехполюсник, нагруженный на выходном конце полным сопротивлением детектора (рис. 173).

В этой схеме показаны следующие сопротивления:

$Z_д' = r_д' + jx_д'$ — приведенное значение полного сопротивления кристаллического детектора, определяемое через коэффициент трансформации n по формуле

$$Z_д' = \frac{Z_д}{n^2} = \frac{r_д}{n^2} + j\frac{x_д}{n^2};$$

X_a и X_b — параметры эквивалентной схемы стержня — детектора;

$Z_ш$ — сопротивление короткозамкнутого отрезка волновода, имеющего длину l и располагающегося за детектором.

Входное сопротивление короткозамкнутого шлейфа без потерь рассчитывается по формуле

$$Z_ш = jW \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_в}, \tag{365}$$

где W — волновое сопротивление волновода.

Параметры X_a и X_b определяются по формулам (366)—(369) и графикам, приведенным на рис. 174, *а*, *б* и 175.

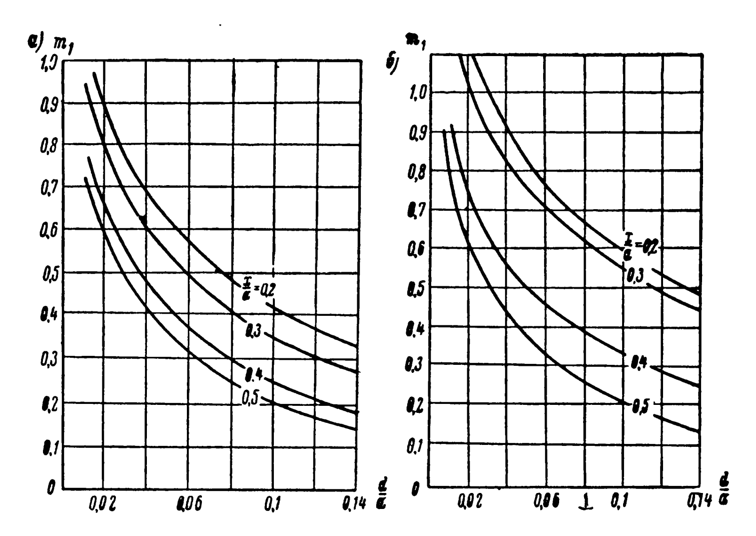


Рис. 174. График зависимости коэффициента m_1 от относительного диаметра детектора: *а*) $\frac{\lambda}{a} = 1,4$, *б*) $\frac{\lambda}{a} = 1,1$

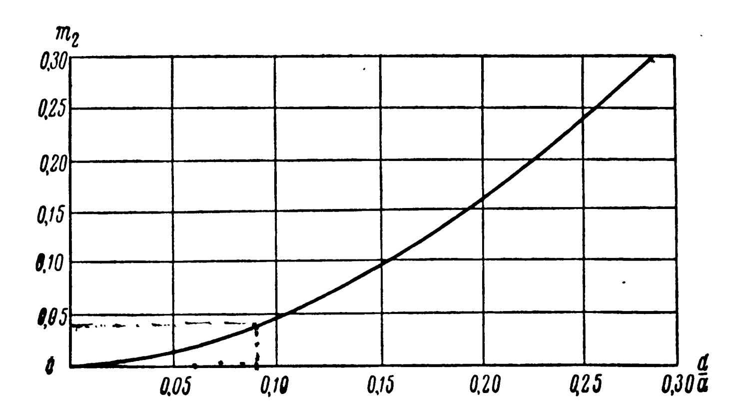


Рис. 175. График зависимости коэффициента m_2 от относительного диаметра детектора

При расчете величины X_a следует по графику (рис 174) по известным $\frac{\lambda}{a}$, $\frac{x}{a}$ и $\frac{a}{a}$ определить на вертикальной шкале множитель m_1. Эта величина может быть рассчитана по формуле

$$m_1 = \frac{\frac{x}{a}}{W} \frac{\lambda_в}{2a} \sin^2 \frac{\pi x}{a}. \tag{366}$$

Затем находим искомый параметр X_a из выражения

$$X_a = m_1 W \frac{2a}{\lambda_в \sin^2 \frac{\pi x}{a}}. \tag{367}$$

Между x и c, как видно из рис. 172, существует зависимость

$$c = 0{,}5a - x. \tag{368}$$

Значение параметра X_b находится через коэффициент m_2, определяемый по графику (рис. 175).

Тогда

$$X_b = m_2 W \frac{2a}{\lambda_в \sin^2 \frac{\pi x}{a}}. \tag{369}$$

Следующим этапом расчета является определение оптимальной величины смещения $\frac{e}{a}$ при постоянных размерах волновода $\frac{b}{a}$ или при $\frac{c}{a} = \text{const}$, но для различных отношений $\frac{b}{a}$, если задача согласования детекторной секции с линией питания решается путем сужения волновода.

Вычисление ведется путем расчета по формулам двух зависимостей: $Z_1 = \varphi_1\left(\frac{c}{a}\right)$ и $Z_2 = \varphi_2\left(\frac{c}{a}\right)$ при постоянных $\frac{d}{a}$, $\frac{r}{a}$ и $Z_д'$

$$\left.\begin{aligned} Z_1 &= \frac{(r_д')^2 - 2x_д' X_b + X_b^2 - 2X_a X_b}{X_в - X_a - x_д'}, \\ Z_2 &= \frac{(X_b - X_a + x_д')^2 - 2r_д' X_b}{1 - r_д'}. \end{aligned}\right\} \tag{370}$$

Искомая величина $\frac{c}{a}$ будет соответствовать точке пересечения кривых $Z_1 = \varphi_1\left(\frac{c}{a}\right)$ и $Z_2 = \varphi_2\left(\frac{c}{a}\right)$.

Настройка детекторной секции осуществляется обычно по максимуму показания индикатора путем регулировки глубины погружения кристалла.

Рассмотрим на примере методику расчета волноводной детекторной секции, собранной на волноводе размерами $b \times a = 12{,}5 \times 28$ *мм* и кристаллическом кремниевом детекторе повышенной чувствительности ДК-С4, применяемом на волне 3, 2 *см*.

1. Диаметр детектора равен $d=4$ *мм* $\left(\frac{d}{a}=0{,}14\right)$. Длина закороченного шлейфа $l=22{,}4$ *мм* $\left(\frac{l}{a}=0{,}8\right)$. Примем для расчета $r'_д=50$ *ом*, $x'_д=10$ *ом*.

2. Определим W и $Z_ш$.

$$W=\frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}}=\frac{120\pi}{\sqrt{1-\left(\frac{3{,}2}{5{,}6}\right)^2}}\approx 465 \text{ ом};$$

$$Z_ш=jW\,\mathrm{tg}\,\frac{2\pi l}{\lambda_в}=j465\,\mathrm{tg}\,\frac{2\pi\cdot 22{,}4}{40}\approx j186 \text{ ом}.$$

3. Для значений $\frac{c}{a}$, равных 0,1; 0,2; 0,3 $\left(\frac{x}{a}\right.$ соответственно равно 0,4; 0,3 и $\left.0{,}2\right)$, по графикам рис. 174 и 175 и формулам (367) и (369) определяем параметры X_a и X_b. Данные расчета сведем в табл. 19.

Таблица 19

Значения сопротивлений X_a и X_b

$\frac{c}{a}$	$\frac{x}{a}$	m_1	m_2	$\frac{2a}{\lambda_в}$	$\sin^2\frac{\pi x}{a}$	$\frac{2aW}{\lambda_в}\sin^2\frac{\pi x}{a}$	X_a, *ом*	X_b, *ом*
0,1	0,4	0,26	0,10	1,4	0,90	595	155	59,5
0,2	0,3	0,45	0,10	1,4	0,55	357	160	35,7
0,3	0,2	0,49	0,10	1,4	0,35	275	136	27,5

4. Подставляя в формулы (370) $Z'_д\left(r'_д, x'_д\right)$, X_a и X_b, находим величины Z_1 и Z_2

$\frac{c}{a}=0{,}1$; $Z_1\approx 129$ *ом*; $Z_2\approx 24$ *ом*;

$\frac{c}{a}=0{,}2$; $Z_1\approx 60$ *ом*; $Z_2\approx 240$ *ом*;

$\frac{c}{a}=0{,}3$; $Z_1\approx 44$ *ом*; $Z_2\approx 145$ *ом*.

Графическое решение дает $\frac{c}{a} = 0{,}15$, отсюда $c = 0{,}15a = 0{,}15 \cdot 28 = 4{,}2$ *мм*.

Таким образом, мы определили основные конструктивные размеры детекторной секции.

§ 28. Направленные ответвители

В аппаратуре сверхвысоких частот широко используются направленные ответвители — устройства связи, характеризуемые двумя основными свойствами. Коэффициент связи направленного ответвителя с основной линией передачи меньше единицы; направленный ответвитель осуществляет связь с основной линией передачи только для какого-либо одного направления распространения энергии в этой линии.

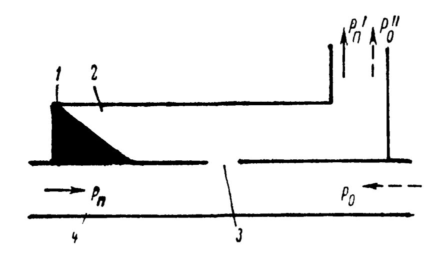


Рис. 176. Схема направленного ответвителя.

1 — согласованная нагрузка; 2 — линия связи; 3 — элемент связи между линиями; 4 — основная линия

Направленные ответвители в основном используются при необходимости отвести часть энергии основной линии передачи во вспомогательную линию (например, при связи с эхокамерой, при включении измерительной аппаратуры); для получения развязки между генераторами при включении в основную линию передачи дополнительного источника высокочастотных колебаний, обладающего достаточной мощностью (например, при включении гетеродина в супергетеродинном приемнике); для определения коэффициента бегущей волны (направленный ответвитель используется в качестве рефлектометра, схему которого впервые предложили А. А. Пистолькорс и М. С. Нейман); для осуществления переменной связи с основной линией передачи [6]; для получения необходимых амплитудных и фазовых соотношений между сигналом в основной линии и в ответвленной линии (например, в трехдецибельных щелевых мостах, используемых в ферритовых и других переключающих устройствах).

Направленные ответвители как элементы связи имеют значительное преимущество перед другими видами связи в линиях передач (зондами, щелями, окнами и т. п.). Основное достоинство направленных ответвителей заключается в слабой реакции, оказываемой на основную линию передачи.

На рис. 176 изображена схема направленного ответвителя. На этом рисунке обозначены: $P_п$ — мощность прямой волны, $P_о$ — мощность отраженной волны; $P'_п$ — мощность в линии связи, являю-

щаяся частью мощности $P_п$ (энергия в основной линии распространяется слева направо); P_0'' — мощность в линии связи, являющаяся частью мощности P_0 (энергия в основной линии распространяется справа налево). В идеальном направленном ответвителе мощность $P_0'' = 0$. Пользуясь обозначениями на рис. 176, можно дать определения основных параметров, характеризующих направленный ответвитель — ослабления и направленности. Ослаблением называется отношение ответвленной мощности $P_п'$ к мощности прямой волны $P_п$, т. е.

$$C = \frac{P_п'}{P_п}. \tag{371}$$

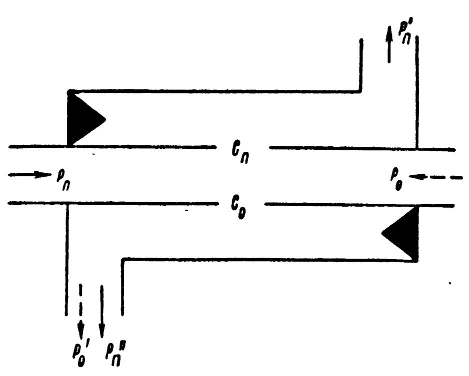


Рис. 177. Схема рефлектометра

Направленностью называется отношение мощности $P_п'$ к мощности P_0'', если мощность прямой волны $P_п$ равна мощности отраженной волны P_0, т. е.

$$D = \frac{P_п'}{P_0''}. \tag{372}$$

Ослабление направленного ответвителя характеризует степень связи линии *2* с основной линией; направленность ответвителя показывает, насколько линия *2* связана с направлением распространения энергии в основной линии, соответствующем отраженной волне. В идеальном направленном ответвителе величина направленности равна бесконечности.

Часто ослабление и направленность выражаются в децибелах, т. е.

$$C = 10 \lg \frac{P_п'}{P_п} \tag{373}$$

и

$$D = 10 \lg \frac{P_п'}{P_0''}. \tag{374}$$

Рассмотрим работу направленного ответвителя при использовании его в качестве рефлектометра для измерения коэффициента отражения (или коэффициента бегущей волны). В этом случае следует использовать две линии связи, расположенные таким образом, чтобы одна линия была связана с энергией прямой волны, а другая — с энергией отраженной волны (рис. 177). Такой ответ-

витель называется двухнаправленным. Коэффициент отражения (по мощности) от исследуемой нагрузки может быть записан как

$$\Gamma_{\text{и. н}} = \frac{P_{\text{о}}}{P_{\text{п}}}. \qquad (375)$$

С другой стороны, подставляя в формулу (375) значения $P_{\text{о}}$ и $P_{\text{п}}$, найденные из формулы (371), можно записать, что

$$\Gamma_{\text{и. н}} = \frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}} \frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}}, \qquad (376)$$

где $C_{\text{п}}$ — ослабление для линии связи с прямой волной;
$C_{\text{о}}$ — ослабление для линии связи с отраженной волной.

Если ослабления $C_{\text{п}}$ и $C_{\text{о}}$ равны, то выражение (376) упростится

$$\Gamma_{\text{и. н}} = \frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}}. \qquad (377)$$

Таким образом, для нахождения коэффициента отражения достаточно измерить мощность на выходах обеих линий связи направленного ответвителя. Коэффициент бегущей волны по напряжению может быть вычислен по формуле

$$K_{\text{б. в}} = \frac{1 - \sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}}}{1 + \sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}}}. \qquad (378)$$

Если отношение мощностей $\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}}$ и ослабления $C_{\text{п}}$ и $C_{\text{о}}$ выражены в децибелах, то формулы (376) и (377) соответственно запишутся

$$\Gamma_{\text{и. н}} = \text{antilog} \frac{\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{10} \qquad (379)$$

и

$$\Gamma_{\text{и. н}} = \text{antilog} \frac{\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}}}{10}. \qquad (380)$$

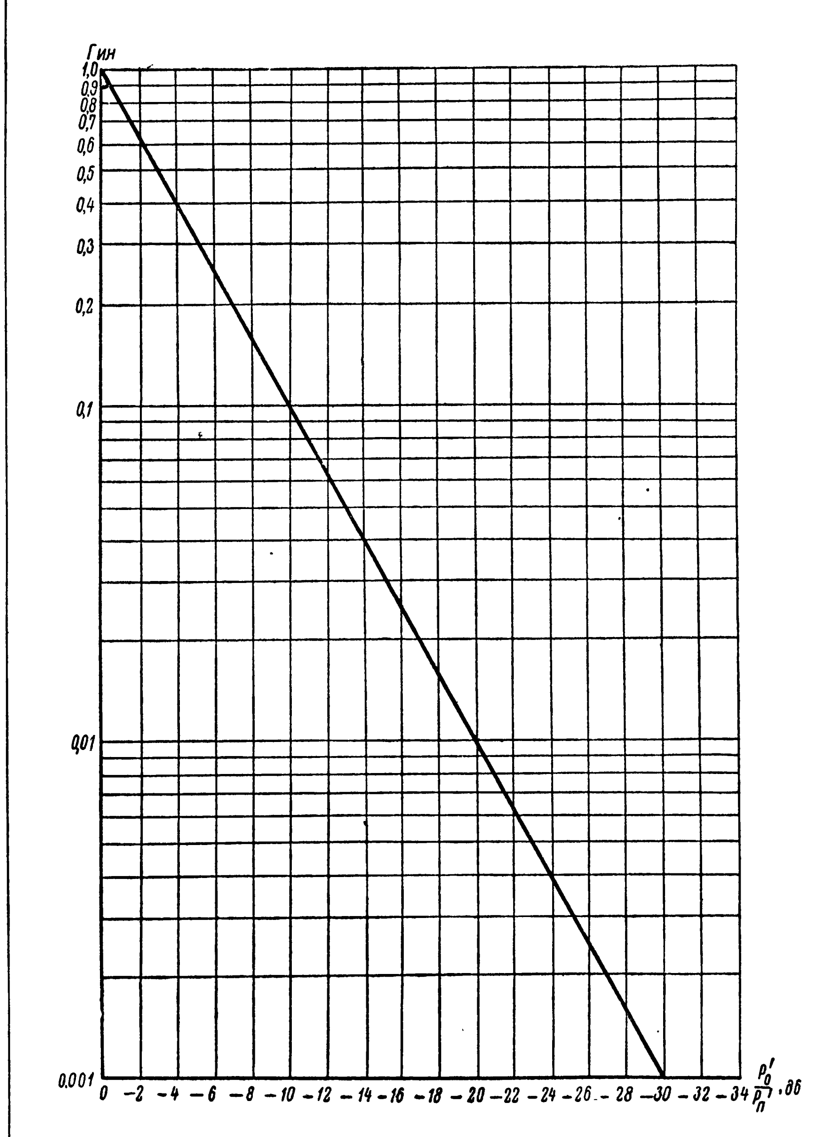


Рис. 178. График зависимости коэффициента отражения от отношения

$$\frac{P'_о}{P'_п},\ дб$$

При этом $K_{б.в}$ может быть подсчитан по формулам

$$K_{б.\,в} = \frac{1 - \text{antilog}\,\dfrac{\dfrac{P'_о}{P'_п} + C_п - C_о}{20}}{1 + \text{antilog}\,\dfrac{\dfrac{P'_о}{P'_п} + C_п - C_о}{20}} \qquad (381)$$

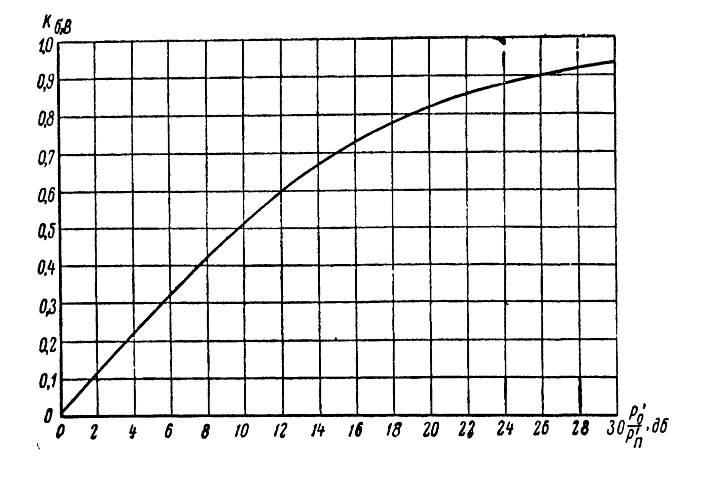


Рис. 179. Кривая зависимости $K_{б.\,в}$ от отношения $\frac{P'_о}{P'_п}$, *дб*

$$K_{б.\,в} = \frac{1 - \text{antilog}\,\dfrac{\dfrac{P'_о}{P'_п}}{20}}{1 + \text{antilog}\,\dfrac{\dfrac{P'_о}{P'_п}}{20}}, \qquad (382)$$

где отношения мощностей и величины ослаблений берутся в децибелах.

Формулы (380) и (382) графически изображены на рис. 178 и 179.

На точность измерения коэффициента отражения и коэффициента бегущей волны при помощи рефлектометра существенно влияет величина направленности ответвителя: с уменьшением направлен-

ности увеличивается погрешность измерений. Это вызвано тем, что при неидеальной направленности ответвителя в линию связи с отраженной волной будет ответвляться мощность $P''_п$, соизмеримая с мощностью $P'_о$. В линию связи с прямой волной также будет ответвляться мощность $\dot{P}_о$, однако эта мощность (кроме случая очень большого коэффициента отражения) значительно меньше мощности $P_п$. Формулы (376)—(382) являются справедливыми при бесконечно большом значении направленности ответвителя ($P''_п = 0$).

Найдем соответствующие выражения при конечном значении направленности и погрешность в измерениях, вызванную неидеальной направленностью ответвителя. Так как в этом случае в линиях связи присутствует уже не одна волна (с мощностью $P_о$), а две (с мощностями $P'_о$ и $P''_п$), необходимо вначале вычислить амплитуду суммарной волны с учетом фаз каждой волны. Обозначим $E'_оe^{j\varphi}$ как напряжение ответвленной отраженной волны с мощностью $P'_о$ и $E''_пe^{j(\varphi+\psi)}$ как напряжение волны с мощностью $P''_п$. Здесь φ — условная начальная фаза, ψ — набег фазы в линии связи для волны с амплитудой $E''_п$. Простое суммирование мощностей будет в данном случае неправильной операцией, так как при этом не будут учтены фазовые соотношения между двумя волнами. Другими словами, нельзя заменить сложение векторов $\overline{E}'_о$ и $E''_п$ сложением скаляров $P'_о$ и $P''_п$.

С другой стороны, можно записать, что $E'_о=\sqrt{P'_о}$ и $E''_п=\sqrt{P''_п}$. При этом формула (376) преобразуется, и измеренное значение коэффициента отражения определится следующей формулой:

$$\Gamma_{и.н}=\frac{\left[\sqrt{P'_о}e^{j\varphi}+\sqrt{P''_п}e^{j(\varphi+\psi)}\right]^2}{P'_п}\frac{C_п}{C_о}. \qquad (383)$$

Величина погрешности в измерении коэффициента отражения определяется амплитудой $\sqrt{P''_п}$ и фазой ψ. Угол ψ может изменяться от 0 до 2π; если принять угол $\varphi = 0$, второе слагаемое в числителе выражения (383) будет максимально при $\psi = 2\pi\left(e^{j2\pi}=1\right)$ и минимально при $\psi=\pi\left(e^{j\pi}=-1\right)$. Таким образом, максимальное значение измеренного коэффициента отражения

$$\Gamma_{и.н_{max}}=\frac{\left(\sqrt{P'_о}+\sqrt{P''_п}\right)^2}{P'_п}\frac{C_п}{C_о}=\left(\sqrt{\Gamma_{и.н}}+\frac{1}{\sqrt{D_п}}\right)^2\frac{C_п}{C_о}, \qquad (384)$$

а минимальное значение

$$\Gamma_{\text{и. н}_{\min}} = \frac{\left(\sqrt{P'_{\text{о}}} - \sqrt{P'_{\text{п}}}\right)^2}{P'_{\text{п}}} \frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}} = \left(\sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}} - \frac{1}{\sqrt{D_{\text{п}}}}\right)^2 \frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}}, \quad (385)$$

где $\Gamma_{\text{и. н}}$ — истинный коэффициент отражения;

$D_{\text{п}}$ — направленность ответвителя по линии связи с прямой волной.

Подставляя формулы (384) и (385) в выражение (378), найдем, что минимальное значение измеренного коэффициента бегущей волны

$$K_{\text{б. в}_{\min}} = \frac{1 - \left(\sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}} + \frac{1}{\sqrt{D_{\text{п}}}}\right)\sqrt{\frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}}}}{1 + \left(\sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}} + \frac{1}{\sqrt{D_{\text{п}}}}\right)\sqrt{\frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}}}}, \quad (386)$$

а максимальное значение

$$K_{\text{б. в}_{\max}} = \frac{1 - \left(\sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}} - \frac{1}{\sqrt{D_{\text{п}}}}\right)\sqrt{\frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}}}}{1 + \left(\sqrt{\Gamma_{\text{и. н}}} - \frac{1}{\sqrt{D_{\text{п}}}}\right)\sqrt{\frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{о}}}}}. \quad (387)$$

Если коэффициент отражения исследуемой нагрузки $\Gamma_{\text{и. н}} = \frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}}$, ослабления $C_{\text{п}}$ и $C_{\text{о}}$ и направленность ответвителя $D_{\text{п}}$ выражены в децибелах, то формулы (386) и (387) соответственно запишутся

$$K_{\text{б. в}_{\min}} = \frac{1 - \operatorname{antilog}\dfrac{\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20} - \operatorname{antilog}\dfrac{-D_{\text{п}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20}}{1 + \operatorname{antilog}\dfrac{\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}} + C_{\text{п}} + C_{\text{о}}}{20} + \operatorname{antilog}\dfrac{-D_{\text{п}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20}} \quad (388)$$

и

$$K_{\text{б. в}_{\max}} = \frac{1 - \operatorname{antilog}\dfrac{\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20} + \operatorname{antilog}\dfrac{-D_{\text{п}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20}}{1 + \operatorname{antilog}\dfrac{\frac{P'_{\text{о}}}{P'_{\text{п}}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20} - \operatorname{antilog}\dfrac{-D_{\text{п}} + C_{\text{п}} - C_{\text{о}}}{20}}. \quad (389)$$

Итак, в реальном направленном ответвителе погрешность измерения коэффициента отражения и коэффициента бегущей волны зависит от измеряемой величины, направленности ответвителя и неравномерности по ослаблению обеих линий связи.

На следующем примере показано влияние величины направленности на погрешность измерения $K_{б.в}$

Пример. Пусть $K_{б.в}$, равный 0,6 ($Г_{и.н} = -12$ *дб*), измеряется ответвителем, в котором $C_п = C_о$, $D_п = -25{,}2$ *дб*. Тогда такой ответвитель может измерить $K_{б.в}$ в пределах от

$$K_{б.в_{min}} = \frac{1 - \left(\text{antilog}\frac{-12}{20} + \text{antilog}\frac{-25{,}2}{20}\right)}{1 + \left(\text{antilog}\frac{-12}{20} + \text{antilog}\frac{-25{,}2}{20}\right)} = 0{,}53$$

до

$$K_{б.в_{max}} = \frac{1 - \left(\text{antilog}\frac{-12}{20} - \text{antilog}\frac{-25{,}2}{20}\right)}{1 + \left(\text{antilog}\frac{-12}{20} - \text{antilog}\frac{-25{,}2}{20}\right)} = 0{,}675,$$

а погрешность измерения лежит в пределах от — 11,5 до + 12%.

На рис. 180 представлены значения $K_{б.в\,min}$ и $K_{б.в\,max}$ в зависимости от истинного значения измеряемого $K_{б.в}$ при различной направленности ответвителей. Фактически измеренное значение $K_{б.в}$ может лежать между двумя крайними значениями в зависимости от амплитуды и фазы волны $\overline{E}_п'$.

Типы направленных ответвителей. Направленные ответвители можно классифицировать по нескольким признакам: способу возбуждения линии связи (синфазное и противофазное возбуждение), типу линии передачи (волновод, коаксиальная линия), конструкции элемента связи (отверстие, щель, система отверстий или щелей, длинная щель и т. п.).

Рассмотрим работу направленного ответвителя при синфазном и противофазном возбуждении. При синфазном возбуждении происходит возбуждение линии связи со стороны основной линии (или наоборот); возбужденная волна находится в фазе с возбуждаемой во всех элементах связи. При противофазном возбуждении один элемент связи возбуждает поле в другой линии в фазе, а соседний с ним элемент связи—в противофазе. Эти определения поясняются на

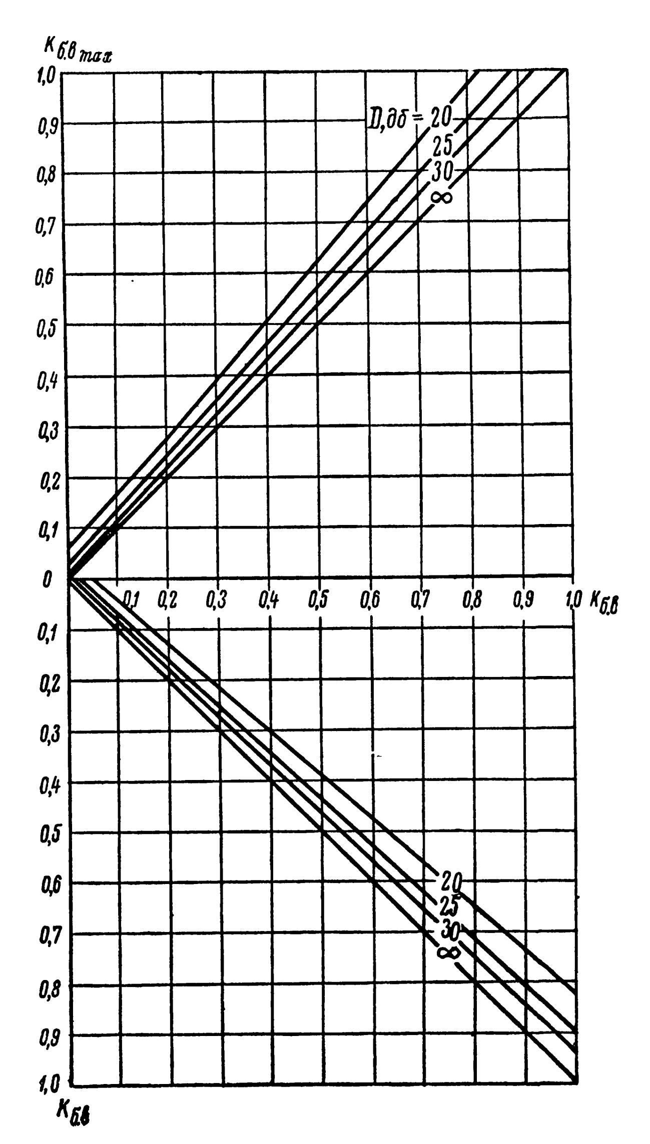


Рис. 180. График максимального и минимального значений измеренного $K_{б.в}$ при несовершенной направленности рефлектометра

примере направленного ответвителя с двумя элементами связи (рис. 181). На рис. 181, *а* показана схема синфазного возбуждения, на рис. 181, *б*—схема противофазного возбуждения. Примем такие обозначения: $\overline{E}_1$, φ_1 — вектор и фаза напряжения у первого элемента связи в основной линии; $\overline{E}_2$, φ_2 — вектор и фаза напряжения у второго элемента связи в основной линии; $\overline{E}'_1$, $\overline{E}'_2$, φ'_1, φ'_2 — то же для линии связи; ψ_1, ψ_2 — изменения фазы волны при прохож-

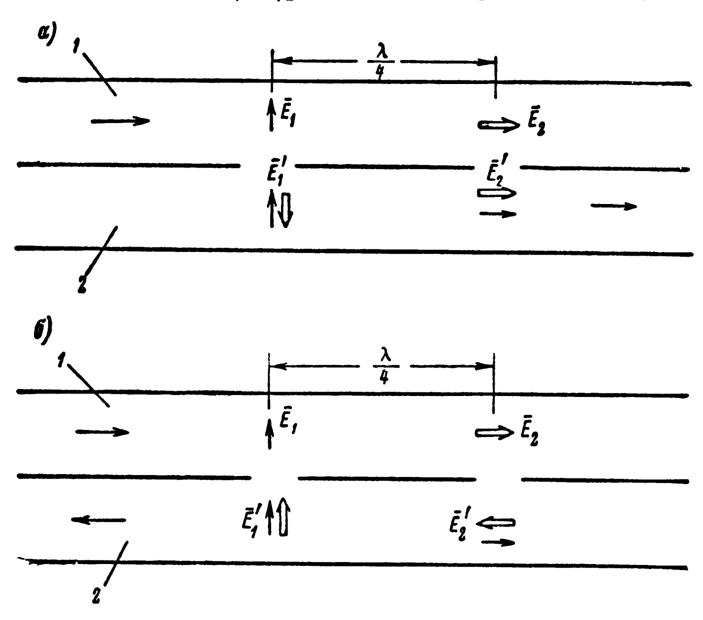


Рис. 181. Схемы синфазного (*а*) и противофазного (*б*) возбуждений в направленном ответвителе.
1 — основная линия; *2* — линия связи

дении через первый и второй элементы связи; a_1 — коэффициент пропорциональности между амплитудами E_1 и E'_1; a_2 — то же для амплитуд E_2 и E'_2; $\overline{E}'_{\Sigma\,пр}$ — вектор напряжения суммарной волны в линии связи у второго элемента связи; $\overline{E}'_{\Sigma\,обр}$ — то же у первого элемента связи.

Предполагая, что каждый элемент связи является ненаправленным, запишем:

а) для случая синфазного возбуждения ($\psi_1 = \psi_2$). Так как $E'_1 = a_1 E_1$, $E'_2 = a_2 E_2$ и $\overline{E}_2 = \overline{E}_1 e^{jkl}$, то

$$\overline{E}'_{\Sigma\,пр} = a_1 E_1 e^{(j\varphi_1 + \psi_1 + kl)} + a_2 E_1 e^{j(\varphi_1 + kl + \psi_2)}.$$

Можно считать, $\psi_1 = \psi_2 = 0$, что вполне справедливо для элементов связи малой длины (длина элемента связи определяется толщиной стенки, разделяющей основную линию и линию связи). Полагая коэффициенты связи равными между собой ($a_1 = a_2 = a$), а начальный угол φ_1 равным нулю, получаем

$$\bar{E}'_{\Sigma пр} = 2aE_1 e^{jkl}. \qquad (390)$$

Для вектора $\bar{E}'_{\Sigma обр}$ получаем следующее выражение:

$$\bar{E}'_{\Sigma обр} = a_1 E_1 e^{j(\varphi_1+\psi_1)} + a_2 E_1 e^{j(\varphi_1+\psi_2+2kl)},$$

или

$$\bar{E}'_{\Sigma обр} = aE_1(1 + e^{j2kl}) \qquad (391)$$

Так как при $l = \frac{\lambda}{4}$ $e^{2jkl} = -1$, то $\bar{E}'_{\Sigma обр} = 0$. Таким образом, при синфазном возбуждении волна в линии связи распространяется в том же направлении, что и в основной линии. Теоретическая направленность ответвителя, у которого расстояние между элементами связи равно $\frac{\lambda}{4}$, является при синфазном возбуждении бесконечно большой величиной.

Как видно из формулы (390), ослабление направленного ответвителя, пропорциональное модулю вектора $\bar{E}'_{\Sigma пр}$, не зависит от расстояния l между элементами связи;

б) для случая противофазного возбуждения ($\psi_2 - \psi_1 = \pi$), полагая $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi$ и принимая во внимание, что

$$\varphi_2 = \varphi_1 + kl + \pi;$$

$$\varphi'_2 = \varphi'_1 + kl + \pi = \varphi_1 + \psi_1 + kl + \pi;$$

$$a_1 = a_2 = a,$$

находим

$$\bar{E}'_{\Sigma пр} = a_1 E_1 e^{j(\varphi_1+\psi_1+kl+\pi)} + a_2 E_1 e^{j(\varphi_1+kl+\pi+\psi_2)} = 0; \qquad (392)$$

$$\bar{E}'_{\Sigma обр} = a_1 E_1 e^{j(\varphi_1+\psi_1)} + a_2 E_1 e^{j(2kl+\psi_2+2\pi)} = aE_1\left[1 + e^{j2\left(kl + \frac{3}{2}\pi\right)}\right]. \qquad (393)$$

Таким образом, при противофазном возбуждении волна в линии связи распространяется по сравнению с основной линией в обратном направлении. Теоретическое значение направленности такого ответвителя, определяемое величиной вектора $\bar{E}'_{\Sigma пр}$, не зависит от расстояния между элементами связи, а следовательно, и от длины волны.

Ослабление направленного ответвителя с противофазным возбуждением, пропорциональное вектору $\bar{E}'_{\Sigma\,обр}$, зависит от расстояния l между элементами связи. Значение слагаемого $e^{j2\left(kl + \frac{3}{2}\pi\right)}$ в формуле (393) может меняться от -1 $\left(\text{что соответствует } l = \frac{\lambda}{2}\right)$ до $+1$ $\left(\text{что соответствует } l = \frac{\lambda}{4}\right)$. При этом модуль вектора $\bar{E}'_{\Sigma\,обр}$ изменяется соответственно от 0 до 2 aE_1. Частотную зависимость ослабления можно уменьшить, скомпенсировав ее обратной частотной зависимостью элементов связи.

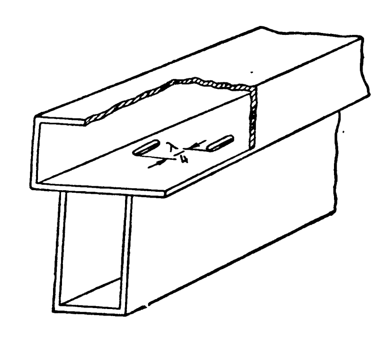


Рис. 182 Схема противофазного ответвителя Швингера

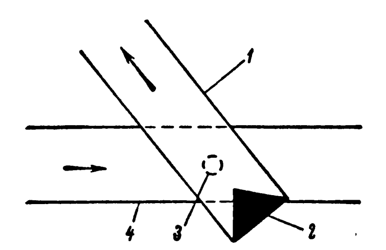


Рис. 183. Схема направленного ответвителя Бёте.

1 — линия связи; *2* — согласованная нагрузка; *3* — отверстие связи; *4* — основная линия

Реализовать направленный ответвитель с противофазным возбуждением возможно при соответствующем расположении элементов связи. На рис. 182 изображен противофазный ответвитель Швингера. Отверстия связи в этом направленном ответвителе расположены симметрично относительно средней линии волновода и находятся на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$.

Рассмотрим конструкции отдельных типов направленных ответвителей. На рис. 183 изображен ответвитель Бёте, выполненный на волноводах, а на рис. 184, *а* и *б* — электрическая и магнитная составляющие электромагнитного поля в обеих линиях ответвителя Бёте. Как видно из рис. 184, электрическая связь возбуждает в линии связи синфазное поле, а магнитная связь — противофазное. Поэтому суммарное поле в линии связи таково, что распространение энергии в ней происходит в направлении, противоположном распространению энергии в основной линии.

Если волноводы в ответвителе Бёте одинаковы, а отверстие связи расположено посредине широкой стороны волновода, ослаб-

ление в ответвителе Бёте можно вычислить по формуле

$$C=\left(\frac{2\pi d^3}{3ab\lambda_в}\cos\theta\, F_H\right)^2; \tag{394}$$

направленность — по формуле

$$D=\left(\frac{\cos\theta+\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda_в}{\lambda}\right)^2\frac{F_E}{F_H}}{\cos\theta-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda_в}{\lambda}\right)^2\frac{F_E}{F_H}}\right)^2, \tag{395}$$

где d — диаметр отверстия;
a и b — размеры волновода;
θ — угол между продольными осями волновода;
F_E и F_H — множители, учитывающие ослабление в отверстии, которое рассматривается как предельный волновод для волн E_{01} и H_{11} соответственно.

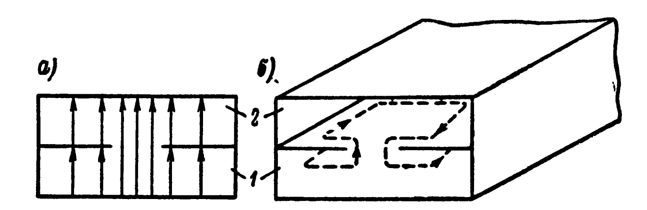


Рис. 184. Поле в ответвителе Бёте: *а* — электрическая связь, *б* — магнитная связь.
1 — основная линия; *2* — линия связи

Множители F_E и F_H вычисляются по формулам для предельных волноводов

$$F_E=e^{-2\pi\left[\left(\frac{1}{1{,}31d}\right)^2-\frac{1}{\lambda^2}\right]^{\frac{1}{2}}t} \tag{396}$$

и

$$F_H=e^{-2\pi\left[\left(\frac{1}{1{,}71d}\right)^2-\frac{1}{\lambda^2}\right]^{\frac{1}{2}}t}, \tag{397}$$

где t — толщина стенки между двумя волноводами.

Выражая ослабление и направленность ответвителя Бёте в децибелах, формулы (394) и (395) можно записать

$$C=20\lg\frac{2\pi d^3}{3ab\lambda_в}\cos\theta-32\left[1-\left(1{,}71\frac{d}{\lambda}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\frac{t}{d} \tag{398}$$

и

$$D=20\lg\frac{\cos\theta+\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda_в}{\lambda}\right)^2\frac{F_E}{F_H}}{\cos\theta-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda_в}{\lambda}\right)^2\frac{F_E}{F_H}}. \qquad (399)$$

На рис. 185 изображен направленный ответвитель с несколькими элементами связи, расположенными посредине широкой стенки волновода. В таком ответвителе осуществляется синфазное возбуждение волны в линии связи. Ослабление этого ответвителя можно выразить следующей формулой, основанной на теории Бёте об излу-

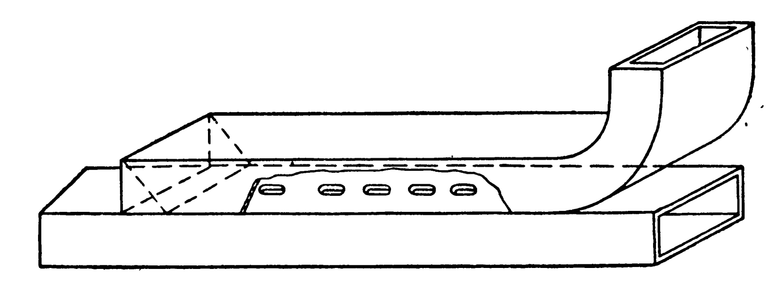


Рис. 185. Схема направленного ответвителя с несколькими элементами связи

чении из малых отверстий (при этом принимается, что волноводы параллельны, т. е. $\cos\theta = 1$):

$$C=20\lg n\frac{2\pi d^3}{3ab\lambda_в}-32\left[1-\left(1{,}71\frac{d}{\lambda}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}\frac{t}{d}\ \text{дб}, \qquad (400)$$

где n — число элементов связи.

Направленность ответвителя с несколькими элементами связи определяется формулой

$$D=20\lg\frac{n\sin kl}{\sin nkl}+D_{э.с}, \qquad (401)$$

где l — расстояние между элементами связи;

$D_{э.с}$ — направленность отдельного элемента связи, *дб*.

На рис. 186 изображен направленный ответвитель с длинной щелью, где также осуществлено синфазное возбуждение. Такой ответвитель является предельным случаем ответвителя со многими отверстиями. Полагая в формуле (401) $n \to \infty$ и $l \to 0$, найдем, что направленность ответвителя с длинной щелью (если пренебречь

направленностью элементарного участка щели) выразится формулой

$$D = 20 \lg \frac{kL}{\sin kL} \ \partial б, \qquad (402)$$

где L — длина щели.

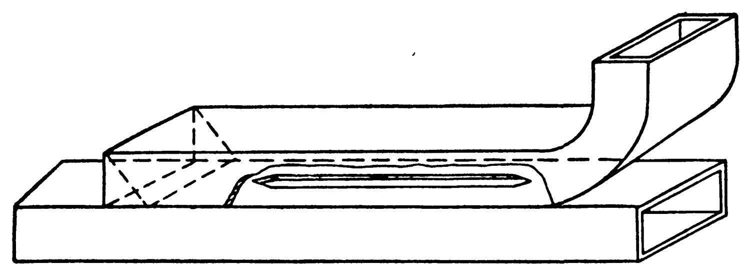


Рис. 186. Схема направленного ответвителя с длинной щелью

На рис. 187 изображен направленный ответвитель с короткой щелью по узкой стороне двух волноводов. Такой ответвитель является трехдецибельным щелевым мостом, осуществляющим передачу энергии из плеча *1* в плечи *2* и *4* с коэффициентом деления мощности 1 : 1 и со сдвигом фазы от плеча *2* к плечу *4* на 90°.

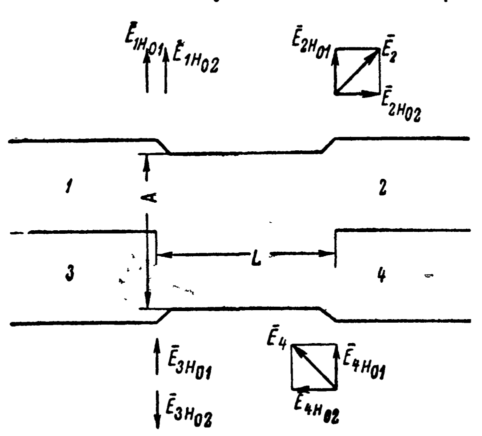


Рис. 187. Схема трехдецибельного направленного ответвителя (щелевой мост)

В образовавшемся на длине щели широком волноводе возможно распространение не только основной волны H_{01}, но и волны H_{02}. Однако фазовые скорости этих волн будут различны. Это и дает возможность, выбрав соответствующим образом длину щели, осуществить работу щелевого моста с выполнением указанных выше условий. Для получения в щелевом мосте деления мощности 1 : 1 необходимо, чтобы модуль вектора напряжения в плече *2* был равен модулю вектора напряжения в плече *4*, т. е. чтобы

$$|\bar{E}_2| = |\bar{E}_4|. \qquad (403)$$

Вектор $\bar{E}_2$ будет равен (при одинаковых амплитудах волн H_{01} и H_{02}):

$$\bar{E}_2=\bar{E}_{2_{H_{01}}}+\bar{E}_{2_{H_{02}}}=\bar{E}_1\left(e^{-jk_{H_{01}}L}+e^{-jk_{H_{02}}L}\right)=$$

$$=E_1 e^{-j(k_{H_{01}}+k_{H_{02}})\frac{L}{2}}\left[e^{-j(k_{H_{01}}-k_{H_{02}})\frac{L}{2}}+e^{j(k_{H_{01}}-k_{H_{02}})\frac{L}{2}}\right]=$$

$$=2E_1\cos\left[\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)\frac{L}{2}\right]e^{-j(k_{H_{01}}+k_{H_{02}})\frac{L}{2}}. \quad (404)$$

Аналогично для вектора $\bar{E}_4$ можно записать:

$$\bar{E}_4=2jE_1\sin\left[\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)\frac{L}{2}\right]e^{-j(k_{H_{01}}+k_{H_{02}})\frac{L}{2}} \quad (405)$$

Тогда условие (403) запишется

$$2E_1\cos\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)\frac{L}{2}=2E_1\sin\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)\frac{L}{2},$$

откуда

$$\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)\frac{L}{2}=\frac{\pi}{4}. \quad (406)$$

Таким образом, разность фаз β между волнами H_{01} и H_{02} на длине щели составляет угол $\frac{\pi}{2}$, причем волна H_{01} опережает по фазе волну H_{02}

$$\beta=\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)L=\frac{\pi}{2}. \quad (407)$$

Из равенства (406) можно найти длину щели L, при которой обеспечивается деление мощности 1 : 1.

$$L=\frac{\pi}{2\left(k_{H_{01}}-k_{H_{02}}\right)},$$

или

$$L=\frac{1}{4\left(\frac{1}{\lambda_{вH_{01}}}-\frac{1}{\lambda_{вH_{02}}}\right)}. \quad (408)$$

Проверим деление мощности в таком щелевом мосте.

Мощность P_1 в плече 1:

$$P_1=\left(E_{1H_{01}}+E_{1H_{02}}\right)^2,$$

При равенстве $E_{1H_{01}}=E_{1H_{02}}=E_1$ и единичном значении амплитуды напряжения мощность $P_1=4$. В плечах *2* и *4* с учетом (406) мощность будет равна

$$P_2=\left(2E_1\cos\frac{\pi}{4}\right)^2=2$$

и

$$P_4=\left(2E_1\sin\frac{\pi}{4}\right)^2=2.$$

Из сопоставления формул (404) и (405) видно, что вектор $\overline{E}_4$ сдвинут относительно вектора $\overline{E}_2$ на 90°.

Мощность в плече *3* будет равна нулю, так как фазы волн H_{01} и H_{02} в этом плече оказываются сдвинутыми относительно друг друга на 180° (рис. 187).

Для правильной работы щелевого моста необходимо отсутствие типов волн выше волны H_{02}. Поэтому следует ширину волновода в месте щели (размер A) выбрать такой, чтобы следующая волна H_{03} не возбуждалась. Для этого размер A должен быть выбран из неравенства

$$A<\frac{3}{2}\lambda. \qquad (409)$$

Обычно размер A обеспечивается за счет помещения в щелевой мост специальных вставок. Для лучшего согласования эти вставки имеют на краях скосы.

В практических конструкциях щелевых мостов обычно вводится емкостный или индуктивный штырь, служащий для компенсации реактивности, возникающей за счет отражения от концов щели.

Влияние нагрузки в направленных ответвителях. Во всех направленных ответвителях в линии связи помещается согласованная нагрузка, предназначенная для поглощения той части энергии, которая распространяется от элемента связи в нежелательном направлении. Согласованная нагрузка существенно влияет на направленность ответвителя. В самом деле, при отражении от согласованной нагрузки она уже не будет полностью поглощать обратную волну, что приведет к увеличению мощности P''_0, т. е. к уменьшению направленности. Найдем численные соотношения между коэффициентом отражения от согласованной нагрузки $\Gamma_{\text{с. н}}$ (или ее $K_{\text{б. в}}$) и уменьшением направленности ответвителя, предполагая, что отражение от нагрузки в основной линии равно нулю. Рис. 188 поясняет нижеследующие выкладки. Теоретическая направленность ответвителя определяется выражением

$$D_{\text{т}}=\frac{P'_{\text{п. э. с}}}{P''_{\text{п. э. с}}}, \qquad (410)$$

или

$$D_т = \frac{P'_{о.э.с}}{P''_{о.э.с}}, \qquad (411)$$

где $P'_{п.э.с}$ — мощность прямой волны в линии связи у элемента связи для волны, распространяющейся в сторону выхода;

$P''_{п.э.с}$ — то же для волны, распространяющейся в сторону нагрузки;

$P'_{о.э.с}$ — мощность обратной волны в линии связи у элемента связи для волны, распространяющейся в сторону нагрузки;

$P''_{о.э.с}$ — то же для волны, распространяющейся в сторону выхода.

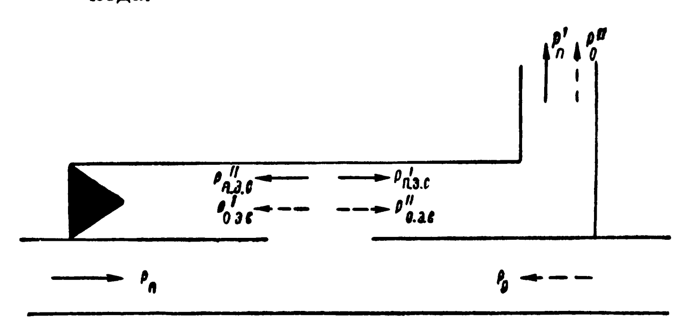


Рис. 188 Падающие и отраженные волны в направленном ответвителе (к учету влияния согласованной нагрузки)

Измеренная фактическая величина направленности будет определяться формулой (372)

$$D_ф = \frac{P'_п}{P''_о}, \qquad (412)$$

где

$$P'_п = \left[\sqrt{P'_{п.э.с}}\, e^{j\varphi} + \sqrt{P''_{п.э.с}\Gamma_{с.н}}\, e^{j(\varphi+kl)}\right]^2 \qquad (413)$$

и

$$P''_о = \left[\sqrt{P''_{о.э.с}}\, e^{j\varphi} + \sqrt{P'_{о.э.с}\Gamma_{с.н}}\, e^{j(\varphi+kl)}\right]^2. \qquad (414)$$

В этих формулах l — расстояние от нагрузки до элемента связи. Подставив (413) и (414) в (412) и полагая начальный угол φ равным нулю, найдем предельные значения фактической направленности $D_ф$. Эти предельные значения будут соответствовать условиям

$l_1=\lambda$ и $l_2=\frac{\lambda}{2}$. Тогда формула (412) запишется (знак плюс соответствует $l_1=\lambda$, знак минус соответствует $l_2=\frac{\lambda}{2}$):

$$D_ф=\frac{\left(\sqrt{P'_{п.э.с}}\pm\sqrt{P''_{п.э.с}\Gamma_{с.н}}\right)^2}{\left(\sqrt{P''_{о.э.с}}\pm\sqrt{P'_{о.э.с}\Gamma_{с.н}}\right)^2}. \quad (415)$$

Так как по определению направленности

$$P'_{п.э.с}=P'_{о.э.с}$$

и

$$P''_{п.э.с}=P''_{о.э.с},$$

то формулу (415) можно записать в следующем виде:

$$D_ф=\frac{\left(\sqrt{P'_{п.э.с}}\pm\sqrt{P''_{п.э.с}\Gamma_{с.н}}\right)^2}{\left(\sqrt{P''_{п.э.с}}\pm\sqrt{P'_{п.э.с}\Gamma_{с.н}}\right)^2}. \quad (416)$$

Пренебрегая весьма малой мощностью $P''_{п.э.с}\Gamma_{с.н}$ и учитывая (410), фактическая направленность будет равна

$$D_ф=\frac{D_т}{\left(1\pm\sqrt{D_т\Gamma_{сн}}\right)^2}. \quad (417)$$

Таким образом, фактическая направленность ответвителя может быть (для данной длины волны) больше или меньше теоретического значения направленности. Увеличение направленности на данной длине волны можно достигнуть путем перемещения согласованной нагрузки в линии связи. Максимальная направленность будет соответствовать положению $l_2=\frac{\lambda}{2}$.

Если $\Gamma_{с.н}$ выразить через $K_{б.в}$ согласованной нагрузки, то формула (417) запишется

$$D_ф=\frac{D_т}{\left(1\pm\frac{1-K_{б.в}}{1+K_{б.в}}\sqrt{D_т}\right)^2}. \quad (418)$$

Если $D_ф$ и $D_т$ выражаются в децибелах, то формулы (417) и (418) примут вид

$$D_ф=D_т-20\lg\left(1\pm\sqrt{\Gamma_{с.н}}\ \text{antilog}\frac{D_т}{20}\right), \quad (419)$$

$$D_ф=D_т-20\lg\left(1\pm\frac{1-K_{б.в}}{1+K_{б.в}}\ \text{antilog}\frac{D_т}{20}\right). \quad (420)$$

По формуле (420) построен график, изображенный на рис. 189.

Измерение параметров направленных ответвителей. При измерении параметров направленных ответвителей (ослабления, направленности, $K_{б.в}$) используются обычные схемы измерений этих величин. При измерении больших значений направленности необходимо применять высокочувствительную индикаторную аппара-

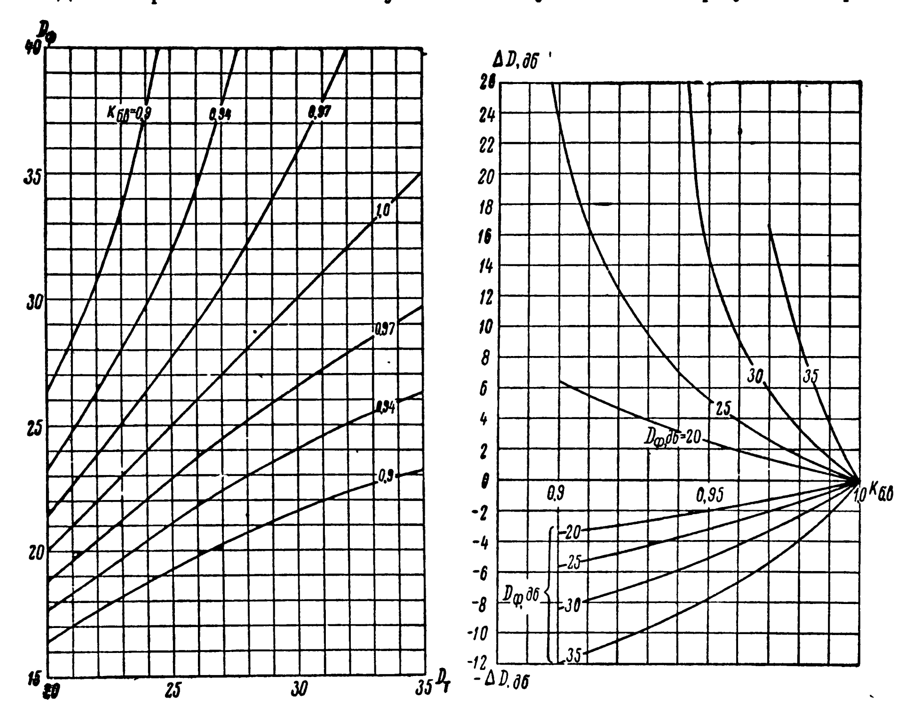


Рис. 189. Зависимость $D_ф$ от $D_т$ при различных $K_{б.в}$ согласованной нагрузки

Рис. 190. График предельной погрешности в измерении направленности ответвителя в зависимости от $K_{б.в}$ эталонной нагрузки

туру, так как уровень мощности, измеряемый в соответствии с формулой (372), будет ниже уровня мощности, подведенной от генератора в основную линию, на сумму величин ослабления и направленности. Кроме того, $K_{б.в}$ эталонной нагрузки, на которую нагружается основная линия при измерении направленности, должен быть близок к единице и во всяком случае не ниже $K_{б.в}$ нагрузки в линии связи. Измеренное значение направленности $D_{изм}$ связано с фактической направленностью $D_ф$ такой же зависимостью, как фактическая направленность $D_ф$ — с теоретической направлен-

ностью $D_т$; формулы (418) или (420). Для рассматриваемого случая эти формулы запишутся следующим образом:

$$D_{изм} = \frac{D_ф}{\left(1 \pm \frac{1 - K_{б.в}}{1 + K_{б.в}} \sqrt{D_ф}\right)^2}, \qquad (421)$$

$$D_{изм} = D_ф - 20 \lg \left(1 \pm \frac{1 - K_{б.в}}{1 + K_{б.в}} \operatorname{antilog} \frac{D_ф}{20}\right), \qquad (422)$$

где $K_{б.в}$ — коэффициент бегущей волны нагрузки, установленной при измерении направленности в основной линии ответвителя.

На рис. 190 показана кривая зависимости предельных погрешностей в измерении направленности ответвителя от $K_{б.в}$ применяемой при измерении эталонной нагрузки. Кривые погрешности измерения приведены для ответвителей с различными значениями направленности. Как видно из рис. 190, при измерении высоких значений направленности требуется применение очень хорошо согласованных эталонных нагрузок.

§ 29. Объемные резонаторы

В радиолокационной аппаратуре объемные резонаторы используются в качестве резонансных контуров, эхокамер и стабилизаторов частоты. Широко применяются объемные резонаторы в измерительной аппаратуре на СВЧ, чаще всего в волномерах. Наряду с термином «объемный резонатор» употребляются также термины «полый резонатор» и «эндовибратор» (введен М. С. Нейманом).

Объемные резонаторы можно классифицировать по ряду признаков: конфигурации резонатора (прямоугольный, цилиндрический, сложной формы); типу связи объемного резонатора с подходящими к нему фидерами (связь петлей, зондом, при помощи щелей, отверстий); схеме включения в линию передачи (включение на проход или оконечное включение).

Объемные резонаторы характеризуются такими же параметрами, что и резонансные контуры на более низких частотах. Наиболее важным параметром объемного резонатора является его добротность Q. Объемный резонатор характеризуют также резонансная частота $f_р$ (или резонансная длина волны $\lambda_р$), полоса частот Δf (или диапазон длин волн $\Delta\lambda$) по уровню 0,5 от мощности на резонансной частоте, величина связи с фидерной линией, интенсивность паразитных колебаний в полосе частот. Для эхокамер, служащих для контроля работы радиолокационных станций, важны, кроме того, такие параметры, как время звучания τ эхокамеры, определяющее

величину засветки на экранах индикаторов, и чувствительность эхокамеры, выражаемая изменением времени звучания $\Delta\tau$ при изменении подводимой к эхокамере мощности ΔP.

Добротность объемного резонатора и чувствительность эхокамеры определяются формулами

$$Q=\frac{f_{\text{р}}}{\Delta f} \tag{423}$$

и

$$N=\frac{\Delta\tau}{\Delta P}. \tag{424}$$

Теория объемных резонаторов. Рассмотрим колебания, возникающие в цилиндрическом объемном резонаторе (рис. 191). В таком резонаторе могут существовать волны типа H и E. Волны типа H (волны с поперечным электрическим полем) не имеют составляющих электрического поля E по оси резонатора z. Аналогично волны типа E (волны с поперечным магнитным полем) не имеют составляющих магнитного поля H по оси z. Обозначим для волн типа H: l — число полных периодов поля E по углу θ; m — число полупериодов поля E по радиусу R; n — число полупериодов поля E по оси z. Эти составляющие поля E обозначим соответственно как E_r, E_θ и E_z. Для волн типа E составляющие поля будут соответственно обозначаться как H_r, H_θ и H_z. В общем виде волны типа H и E будут обозначаться как H_{lmn} и E_{lmn}. Схематическое изображение электромагнитного поля для некоторых волн типа H и E дано на рис. 192—201.

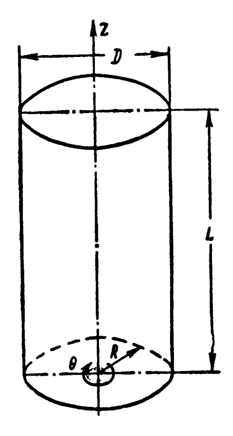


Рис. 191. Цилиндрический объемный резонатор

На этих рисунках электрическая составляющая электромагнитного поля изображена сплошной линией, магнитная составляющая — пунктирной.

Составляющие электромагнитного поля для цилиндрического резонатора могут быть записаны в следующем виде.

Для волн типа H

$$\left.\begin{aligned}
E_r&=-l\,\frac{J_l(k_1r)}{k_1r}\sin l\theta\sin k_2z;\\
E_\theta&=-J_l'(k_1r)\cos l\theta\sin k_2z;\\
E_z&=0;\\
H_r&=\frac{k_2}{k}\,J_l'(k_1r)\cos l\theta\cos k_2z;
\end{aligned}\right\} \tag{425}$$

$$H_\theta = -l\frac{k_2}{k}\frac{J_l(k_1r)}{k_1r}\sin l\theta\cos k_2z;$$
$$H_z = \frac{k_1}{k}J_l(k_1r)\cos l\theta\sin k_2z. \qquad (425)$$

Для волн типа E

$$E_r = -\frac{k_2}{k}J_l'(k_1r)\cos l\theta\sin k_2z;$$
$$E_\theta = l\frac{k_2}{k}\frac{J_l(k_1r)}{k_1r}\sin l\theta\sin k_2z;$$
$$E_z = \frac{k_1}{k}J_l(k_1r)\cos lz\cos k_2z;$$
$$H_r = -l\frac{J_l(k_1r)}{k_1r}\sin l\theta\cos k_2z;$$
$$H_\theta = -J_l'(k_1r)\cos l\theta\cos k_2z;$$
$$H_z = 0, \qquad (426)$$

где r—текущее значение радиуса;

$$k_1 = \frac{2x_{lm}}{D} \ (D\text{—диаметр резонатора}); \qquad (427)$$

$$k_2 = \frac{n\pi}{L} \ (n=0,1,\ 2,\ \ldots;\ L\text{—длина резонатора}); \qquad (428)$$

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}. \qquad (429)$$

С другой стороны,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}. \qquad (430)$$

В этих формулах x_{lm}—m-й по счету положительный корень уравнения

$$J_l(x) = 0 \qquad (431)$$

для волн типа E; и уравнения

$$J_l'(x) = 0 \qquad (432)$$

для волн типа H, где $J_l(x)$ — функция Бесселя l-го порядка, а $J_l'(x)$ — производная этой функции.

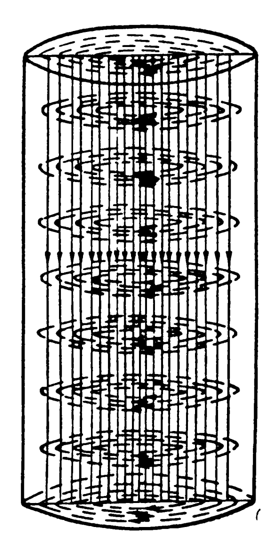


Рис. 192. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна E_{010})

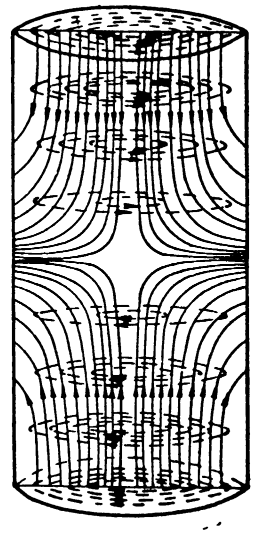


Рис. 193. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна E_{011})

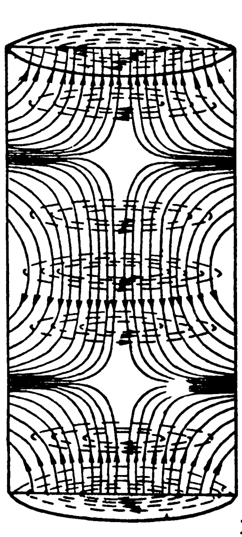


Рис. 194. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна E_{012})

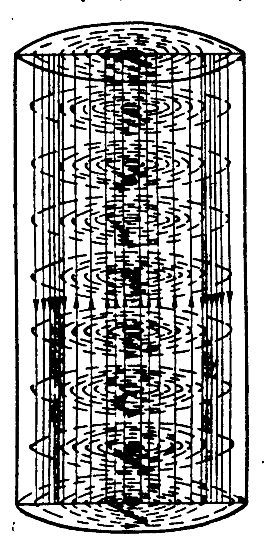


Рис. 195. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна E_{020})

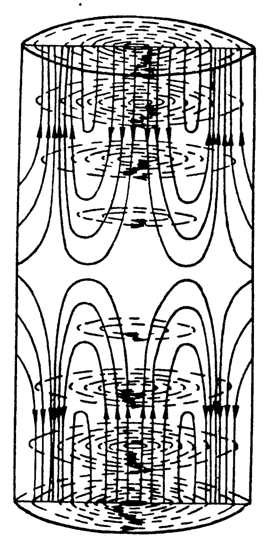


Рис. 196. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна E_{021})

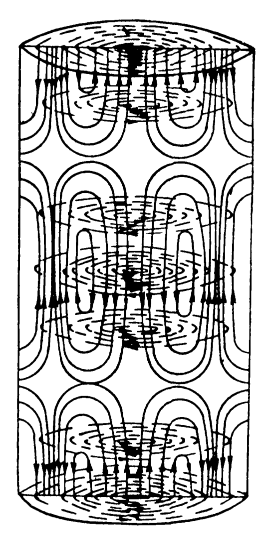


Рис. 197. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна E_{022})

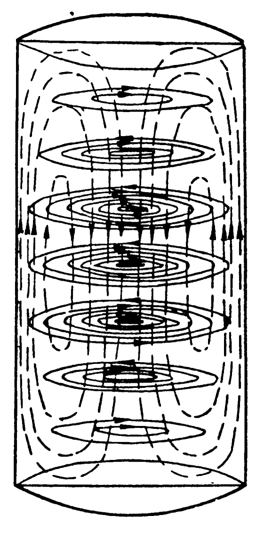


Рис. 198. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна H_{011})

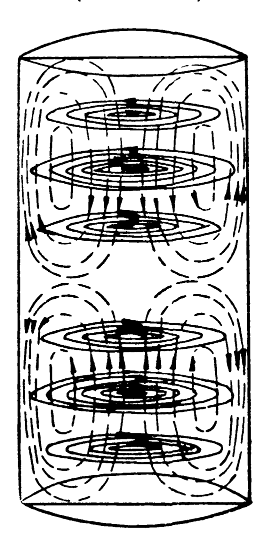


Рис. 199. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна H_{012})

Резонансная длина волны объемного резонатора может быть определена по формуле

$$\lambda_p = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{2x_{lm}}{\pi D}\right)^2 + \left(\frac{n}{L}\right)^2}}. \qquad (433)$$

Колебание резонатора с наибольшей длиной волны (с наименьшей частотой) называется основным колебанием резонатора. Для

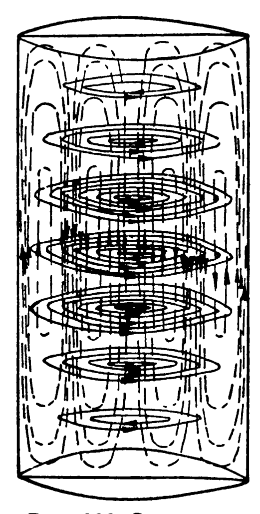


Рис. 200. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна H_{021})

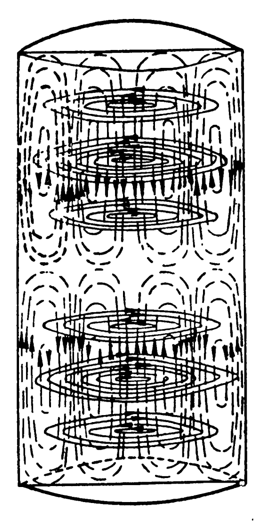


Рис. 201. Электромагнитное поле в цилиндрическом резонаторе (волна H_{022})

цилиндрического резонатора основным колебанием будут волна H_{111} $\left(\text{для отношений } \frac{D}{L} < 1\right)$ и волна E_{010} $\left(\text{для отношений } \frac{D}{L} > 1\right)$.

Значения корней x_{lm} для нескольких простых типов волн приведены ниже:

Тип волны	x_{lm}*
H_{11n}	1,841
E_{01n}	2.405
H_{21n}	3,054
E_{11n}	3,832
H_{01n}	3,832
H_{31n}	4,201
E_{21n}	5,136
H_{12n}	5,332
E_{02n}	5,520

* Значения x_{lm} для волн типа E_{01n}, E_{11n}, E_{21n} и E_{02n} определяются как m-ные нулевые значения функции Бесселя соответствующего порядка.

Формулу (433) можно преобразовать следующим образом:

$$(f_p D)^2 = \left(\frac{c x_{lm}}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{cn}{2}\right)^2 \left(\frac{D}{L}\right)^2, \tag{434}$$

где f_p — резонансная частота;

c — скорость света.

Из последнего выражения видно, что зависимость $(f_p D)^2$ от $\left(\frac{D}{L}\right)^2$ линейна. Прямые $(f_p D)^2 = \varphi\left(\frac{D}{L}\right)^2$ при различных значениях индекса n представлены на рис. 202. График, изображенный на этом рисунке, называется диаграммой типов колебаний. Индексы n обозначены на рис. 202 по краям диаграммы у прямых, соответствующих различным типам волн. Наклон прямых определяется величиной $\left(\frac{cn}{2}\right)^2$, а отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат, равен $\left(\frac{c x_{lm}}{\pi}\right)^2$. Прямые, для которых $n = 0$, соответствующие волнам, где нет периодического изменения электрической или магнитной составляющей поля вдоль оси z, идут на диаграмме типов колебаний параллельно оси абсцисс. Это означает невозможность перестройки такого резонатора по частоте при изменении его длины.

Для облегчения построения диаграммы типов колебаний в табл. 20 приведены вычисленные по формуле (434) значения $(f_p D)^2$ для отношений $\frac{D}{L}$, равных нулю и единице. Тогда построение каждой прямой на диаграмме типов колебаний может быть произведено проведением прямой через две вычисленные точки.

На рис. 203 изображена диаграмма типов колебаний с нанесенной на нее рабочей областью объемного резонатора. Рабочая область лежит на прямой того типа колебаний, на который рассчитан данный резонатор. Построение рабочей области видно из рис. 203, где $f_в$ и $f_н$ — границы частотного диапазона, $f_{ср}$ — его средняя частота, а $L_к$, $L_д$ и $L_{ср}$ — соответствующие частотам длины резонатора, обеспечивающие резонанс для данного типа колебаний. Как видно

Значение x_{lm} для волны типа H_{01n}, т. е. корень уравнения $J_0'(x) = 0$, можно определить из равенства $J_0'(x) = -J_1(x)$.

Значения x_{lm} для волн типа H_{11n}, H_{31n} и H_{12n} определяются из формулы

$$J_l'(x) = \frac{1}{2}[J_{l-1}(x) - J_{l+1}(x)],$$

т. е. x_{lm} являются корнями уравнения

$$J_{l-1}(x) = J_{l+1}(x).$$

из рис 203 рабочую область пересекает не только прямая рабочей волны, но и прямые, соответствующие колебаниям других типов волн. Прямые *AB* и *CD* соответствуют мешающему типу волны, а прямая *EF* — пересекающему типу волны. При наличии мешающих и пересекающих типов волн настройка резонатора становится

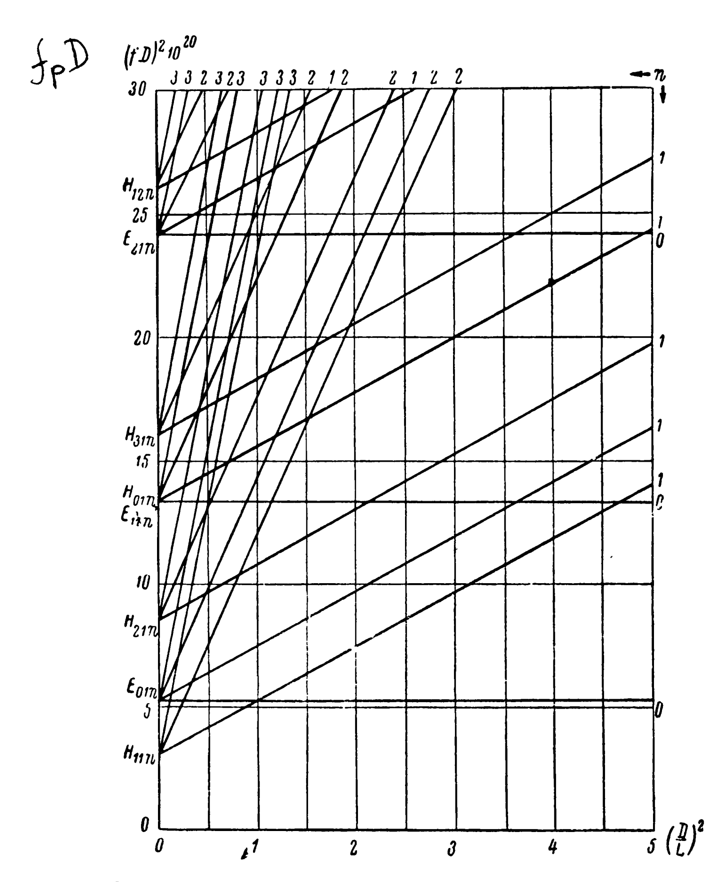


Рис. 202. График типов колебаний в цилиндрическом резонаторе

неоднозначной, а в точке совпадения *G* значительно снижается добротность резонатора. Поэтому при проектировании объемного резонатора большое внимание следует уделить расчету и конструированию резонатора, имеющего наименьшее воздействие паразитных типов волн.

Рассмотрим один из важнейших параметров объемного резонатора — добротность. Добротность можно определить как отношение

Таблица 20

Значение величины
$(f_p D)^2$

Поле	Индексы			$(f_p D)^2\, 10^{20}$, *гц*^{2}·*см*^{2} $\left(\text{при } \frac{D}{L} = 1\right)$	$(f_p D)^2\, 10^{20}$, *гц*^{2}·*см*^{2} $\left(\text{при } \frac{D}{L} = 0\right)$
	l	*m*	*n*		
H	1	1	1	5,35	3,1
	1	1	2	12,1	
	1	1	3	23,35	
	1	1	4	39,1	
	2	1	1	10,8	8,55
	2	1	2	17,55	
	2	1	3	28,8	
	0	1	1	15,65	13,4
	0	1	2	22,4	
	0	1	3	33,65	
	0	1	4	49,4	
	3	1	1	18,35	16,1
	3	1	2	25,1	
	3	1	3	36,35	
E	1	2	1	28,25	26,0
	1	2	2	35,0	
	0	1	1	7,55	5,3
	0	1	2	14,3	
	0	1	3	25,55	
	1	1	1	15,65	13,4
	1	1	2	22,4	
	1	1	3	33,65	
	2	1	1	26,45	24,2
	2	1	2	33,2	
	2	1	3	44,45	

полного запаса электромагнитной энергии W в контуре к потерям энергии $W_п$ за один период, умноженное на 2π, т. е.

$$Q = 2\pi \frac{W}{W_п}. \tag{435}$$

В общем случае потери энергии $W_п$ происходят за счет потерь $W_{п\mu}$ в стенках резонатора и потерь $W_{п\varepsilon}$ в диэлектрике, находящемся внутри резонатора, т. е.

$$W_п = W_{п\mu} + W_{п\varepsilon}. \tag{436}$$

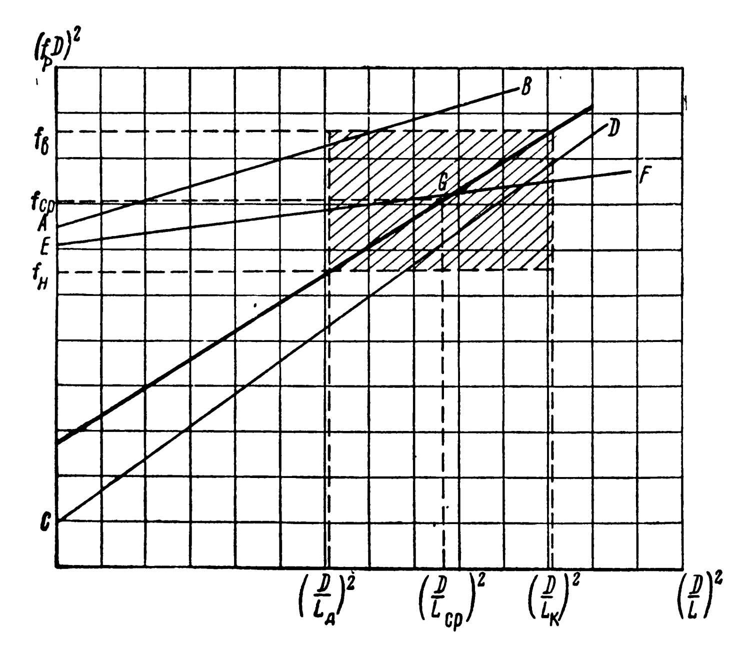


Рис. 203. График рабочей области резонатора и паразитные типы колебаний

Пренебрегая потерями в диэлектрике, которым обычно является воздух, можно считать, что $W_п \simeq W_{п\mu}$. С другой стороны, можно считать, что энергия $W_{п\mu}$ представляет собой среднее за период значение потока электромагнитной энергии, проникающей внутрь стенок резонатора и выделяющейся в этих стенках в форме тепла. Тогда можно записать, что

$$W_{п\mu} = TP_{ср} \int_S dS, \tag{437}$$

где $P_{ср}$ — среднее за период значение потока мощности на поверхности резонатора на единицу площади;

$T = \frac{1}{f}$ — период колебаний.

Так как

$$P_{ср} = \sqrt{\pi f \mu \rho}\, \frac{H_{mS}^2}{2}, \qquad (438)$$

где μ — магнитная проницаемость стенок резонатора;

ρ — удельное сопротивление материала стенок;

H_{mS} — амплитуда напряженности магнитного поля на поверхности резонатора,

то

$$W_{п\mu} = \pi \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \int_S H_{mS}^2 dS. \qquad (439)$$

Величина проникновения электромагнитной энергии δ в глубь стенок резонатора, которой соответствует уменьшение плотности тока относительно плотности тока на поверхности в e раз, определяется выражением

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}}. \qquad (440)$$

Поэтому формулу (439) можно записать так:

$$W_{п\mu} = \pi \delta \frac{\mu}{2} \int_S H_{mS}^2 dS. \qquad (441)$$

Общая запасенная в резонаторе энергия W складывается из энергии электрического и магнитного полей

$$W = W_э + W_м = \frac{\varepsilon}{2} \int_V E_V^2 dV + \frac{\mu}{2} \int_V H_V^2 dV, \qquad (442)$$

где E_V и H_V — средние значения электрического и магнитного полей в какой-либо точке объема резонатора.

В объемном резонаторе как в контуре, имеющем малые потери, электрическое поле сдвинуто во времени относительно магнитного поля на угол 90°. Следовательно, когда электрическое поле достигает максимального значения, магнитное поле равно нулю и наоборот. Таким образом, через каждые 180° значение электромагнитного поля определяется либо максимальным электрическим либо максимальным магнитным полем. Следовательно, формулу (442) можно записать

$$W = W_{э\,max} = W_{м\,max},$$

или

$$W = \frac{\varepsilon}{2}\int\limits_V E^2_{mV} dV = \frac{\mu}{2}\int\limits_V H^2_{mV} dV, \qquad (443)$$

где E_{mV} и H_{mV} — амплитуды напряженности электрического и магнитного полей в объеме резонатора.

Подставляя в формулу для добротности (435) значение W из формулы (442) и $W_{\text{п}} = W_{\text{п}\mu}$ из формулы (441), окончательно получаем

$$Q = \frac{2}{\delta}\,\frac{\int\limits_V H^2_{mV} dV}{\int\limits_S H^2_{mS}\, dS}. \qquad (444)$$

Амплитуды напряженности магнитного поля на поверхности резонатора и в его объеме для каждого типа волны рассчитываются с помощью уравнений (425) и (426). Опуская промежуточные выкладки, можно записать, что добротность цилиндрического резонатора для волн типа H определяется по формуле

$$Q = \frac{\lambda\left[1 - \left(\frac{l}{x_{lm}}\right)^2\right]\left[x^2_{lm} + \left(\frac{n\pi}{2}\right)^2\left(\frac{D}{L}\right)^2\right]^{3/2}}{2\pi\left[x^2_{lm} + \left(\frac{n\pi}{2}\right)^2\left(\frac{D}{L}\right)^3 + \left(1 - \frac{D}{L}\right)\left(\frac{n\pi}{2}\right)^2\left(\frac{D}{L}\right)^2\left(\frac{l}{x_{lm}}\right)^2\right]\delta} \qquad (445)$$

и для волн типа E по формуле

$$Q = \frac{\lambda\sqrt{x^2_{lm} + \left(\frac{n\pi}{2}\right)^2\left(\frac{D}{L}\right)^2}}{2\pi\left(1 + \frac{D}{L}\right)\delta}. \qquad (446)$$

Из формул для добротности цилиндрического резонатора видно, что добротность его зависит от типа волны, длины волны, глубины погружения тока и отношения диаметра резонатора к его длине. На рис. 204 даны зависимости $Q\left(\frac{\delta}{\lambda}\right) = f\left(\frac{D}{L}\right)$ для некоторых волн типа H, на рис. 205—для ряда волн типа E и на рис. 206—для волн типа H_{01n} ($n = 1, 2, 3, 4$),

Глубина погружения тока определяется по формуле (440), причем магнитная проницаемость μ материала стенок может быть (для немагнитных металлов) принята равной магнитной проницаемости в свободном пространстве.

Практически реальная добротность резонатора меньше добротности, определяемой формулой (444), так как резонатор связан с линией, подводящей к нему энергию (часто резонатор связан и со второй линией, отводящей энергию). Эти линии связи представляют

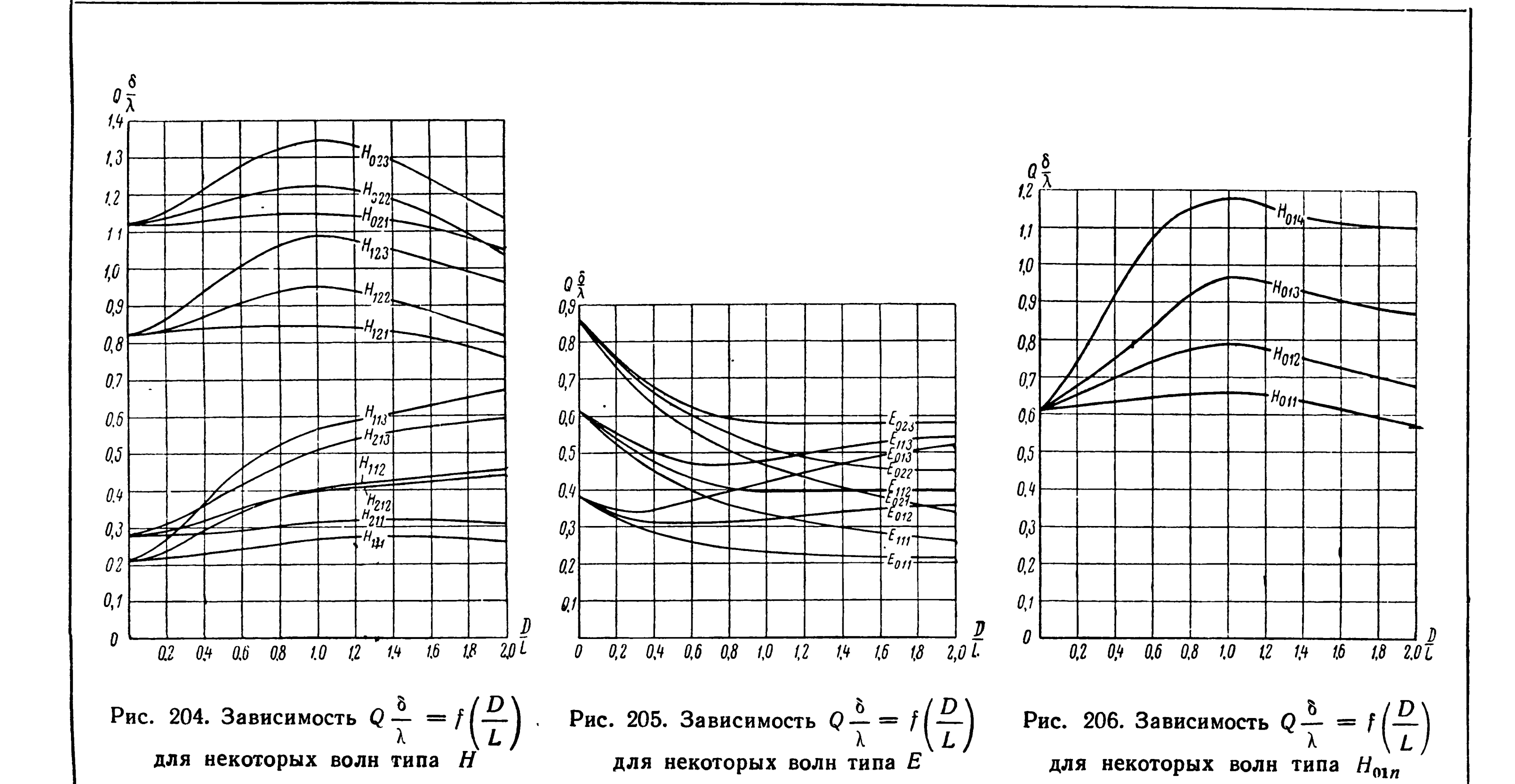


Рис. 204. Зависимость $Q\frac{\delta}{\lambda} = f\left(\frac{D}{L}\right)$ для некоторых волн типа H

Рис. 205. Зависимость $Q\frac{\delta}{\lambda} = f\left(\frac{D}{L}\right)$ для некоторых волн типа E

Рис. 206. Зависимость $Q\frac{\delta}{\lambda} = f\left(\frac{D}{L}\right)$ для некоторых волн типа H_{01n}

для резонатора определенную нагрузку, что и вызывает уменьшение его добротности. Если обозначить через Q добротность собственно резонатора (резонатор без связи с линиями передачи), через Q_c — добротность резонатора, обусловленную связью его с линиями передачи (при бесконечно большой собственной добротности Q), то добротность нагруженного связью резонатора $Q_н$ можно определить по формуле

$$\frac{1}{Q_н} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{Q_c}. \tag{447}$$

Если связь с резонатором осуществляется через отверстие, то при малой толщине стенки добротность связи одного отверстия Q_c можно считать приближенно равной

$$Q_c \simeq \frac{V\lambda^3}{16S^3}, \tag{448}$$

где V — объем резонатора;

S — площадь отверстия связи.

Рассмотрим способы возбуждения цилиндрических объемных резонаторов. Возбуждение объемного резонатора может производиться при помощи электрической, магнитной и кондуктивной связей. Наиболее широко распространены связи электрическая (при помощи зонда) и магнитная (при помощи петли). Связь может быть осуществлена также и при помощи отверстия, которое можно уподобить магнитному зонду.

Способы возбуждения резонаторов для различных типов волн явствуют из рассмотрения уравнений полей в резонаторе (формулы 425 и 426), или структуры этих полей. Так, например, при возбуждении волны типа H_{omn} не следует применять электрическую связь с боковой стенки. Согласно уравнению (425) для этого типа волны имеется только одна составляющая электрического поля — E_θ, причем амплитуда этой составляющей изменяется от центра резонатора к его боковой поверхности по закону $J_1(k_1r)$. Таким образом, на боковой стенке составляющая электрического поля E_θ равна нулю, вблизи стенки она мала. Электрическая связь с торцовой стенки для данного типа волны вполне применима. При этом зонд связи должен быть помещен в пучность электрического поля, т. е. отстоять от оси резонатора на расстоянии $0{,}235D$.

Возбуждение волны H_{omn} при магнитной связи с резонатором может быть осуществлено как при боковом, так и при торцовом его включении (рис. 207). При боковом включении резонатора (рис. 207. *а*) элемент связи (петля, отверстие) должен находиться в пучности магнитного поля. Из рассмотрения составляющей магнитного поля H_r в уравнении (425) следует, что пучность магнитного поля находится от торца резонатора на расстоянии

$$z_m = \frac{(2s-1)L}{2n} (s = 1,\ 2,\ 3,\ \ldots). \tag{449}$$

Из рассмотрения структуры магнитных полей в резонаторе и подводящем волноводе видно, что волновод должен быть ориентирован таким образом, чтобы его широкая стенка была параллельна оси резонатора.

При торцовом включении резонатора (рис. 207, *б*) через два отверстия, отстоящие друг от друга на расстоянии $\frac{\lambda_в}{2}$, магнитное поле в волноводе у отверстий будет в противофазе, что приведет к возбуждению в резонаторе колебаний с соответствующей структурой по-

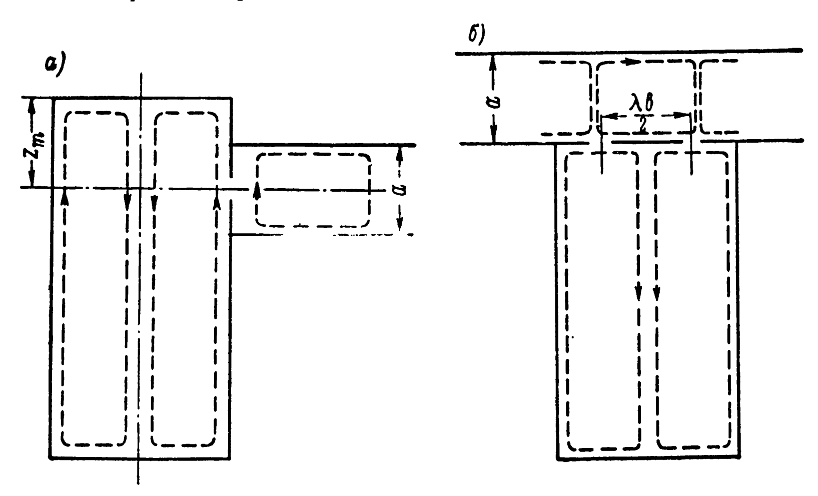


Рис. 207. Схема бокового (*а*) и торцового (*б*) включений цилиндрического резонатора

ля (волны типа $H_{01\,n}$, $H_{21\,n}$, H_{41n} и т. д.). С другой стороны, колебания с нечетным значением индекса l (типа $H_{11\,n}$, $H_{31\,n}$ и т. д.) не возбудятся, так как составляющая магнитного поля резонатора у одного из отверстий связи окажется в противофазе с возбуждающим полем. При торцовом включении резонатора не будут возбуждаться также волны типа E_{lmn} с нулевым и нечетными значениями индекса l. Волны с нечетным индексом l не возбуждаются из-за противофазной структуры магнитного поля у возбуждающих отверстий, волны типа E_{omn} — из-за отсутствия радиальной составляющей магнитного поля.

При осуществлении связи с резонатором должны выполняться условия не только наилучшего возбуждения с целью получения нужного типа колебаний, но и должна быть решена задача исключения возбуждения паразитных типов колебаний. В рассмотренном случае возбуждения резонатора через два отверстия с торца способом исключения колебаний типа $H_{11\,n}$, $H_{31\,n}$ и т. д. был выбор расстояния между отверстиями.

Если не удается избежать возбуждения паразитных типов колебаний, следует так расположить приемный элемент связи, чтобы воздействие на него возникших и существующих в резонаторе паразитных колебаний было сведено к минимуму. Например, в случае торцового включения через два отверстия связи для исключения приема колебания типа H_{lmn}, где l — четное число (такие колебания часто возбуждаются наряду с колебаниями типа H_{omn}), можно, как это следует из формулы (425), располагать приемный элемент связи по отношению к передающему под углом

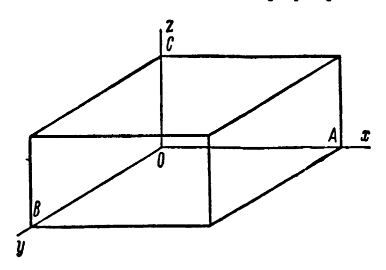


Рис. 208. Схема объемного резонатора, выполненного в виде параллелепипеда

$$\theta = \frac{\pi}{al} + \frac{s\pi}{l} (s = 0, 1, 2, \ldots). \quad (450)$$

Для исключения приема возбужденных колебаний типа E_{lmn} угол расположения приемного элемента должен быть

$$\theta = \frac{s\pi}{2l} (s = 0, 1, 2, \ldots). \quad (451)$$

При наличии элементов связи с резонатором в нем могут возникнуть паразитные колебания, вызванные внесенной элементами связи неоднородностью. Ослабление влияния элементов связи на возникновение паразитных типов колебаний подробно рассмотрено в [19].

Рассмотрим объемный резонатор, выполненный в виде параллелепипеда (рис. 208). Для такого объемного резонатора будут справедливы следующие определения: l — число полупериодов волн E или H, укладывающихся в резонаторе по оси x; m — число полупериодов волн E или H, укладывающихся по оси y; n — число полупериодов волн E или H, укладывающихся по оси z. При этом колебания (так же, как и в цилиндрическом резонаторе) обозначаются соответственно как волны типа H_{lmn} и E_{lmn}. Резонансные длины волн резонатора в виде параллелепипеда могут быть вычислены для различных типов волн по формуле

$$\lambda_p = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{l}{A}\right)^2 + \left(\frac{m}{B}\right)^2 + \left(\frac{n}{C}\right)^2}}, \quad (452)$$

где A, B, C — размеры резонатора соответственно по осям x, y, z.

Расчет эхокамеры. Основной задачей при проектировании эхокамеры является создание объемного резонатора с возможно большей чистотой типа колебаний. В таком резонаторе должны отсутствовать или должны быть сведены к минимуму резонансы на волнах, отличных от выбранного типа волны. При этом следует получить необходимую добротность эхокамеры. Достижение чистоты типа ко-

лебаний и высокой добротности обеспечивается (наряду с правильной конструкцией резонатора) рациональным выбором типа волны.

Из кривых рис. 204—206 видно, что волны типа H_{omn} имеют наибольшую добротность по сравнению с другими типами волн. Это объясняется отсутствием аксиальных составляющих тока на боковой поверхности резонатора и радиальных составляющих — на торцовой. Последнее свойство позволяет использовать бесконтактный настраивающий поршень. Все это дает возможность считать применение волн типа H_{omn} наиболее целесообразным при проектировании цилиндрических перестраиваемых резонаторов — волномеров, эхокамер и т. п.

Из всех волн типа H_{omn} наиболее целесообразно выбрать волны типа $H_{01\,n}$, так как, чем ниже индекс типа волны m, тем меньше значение корня x_{lm} и, следовательно, для данной длины волны и диаметра резонатора может возбудиться меньшее число колебаний низших типов волн. При возбуждении волн типа $H_{01\,n}$ возможно (если не принять специальных мер) возникновение еще четырех типов волн: $H_{11\,n}$ $H_{21\,n}$, $E_{01\,n}$ и E_{11n}, тогда как при возбуждении волн типа $H_{02\,n}$ возникают уже 14 типов волн (кроме упомянутых четырех, $H_{01\,n}$, $H_{31\,n}$, $H_{41\,n}$, $H_{12\,n}$, $H_{51\,n}$, H_{22n}, $E_{21\,n}$, $E_{02\,n}$, $E_{31\,n}$, E_{12n}).

Рассмотрим более подробно расчет эхокамеры. При проектировании эхокамеры для радиолокационной станции обычно предъявляются два требования: работа в заданной полосе частот и получение определенной длительности засветки от эхокамеры на экране индикаторов станции. При этом часто выдвигается дополнительное требование — конструирование эхокамеры с наименьшими габаритами.

Найдем связь между добротностью эхокамеры и длительностью засветки от нее. Эхокамера является колебательным контуром, колебания в котором носят затухающий характер, так как время наличия колебаний в эхокамере (время ее звучания) порядка 10—20 *мксек*, а интервал между возбуждением эхокамеры, определяемый частотой следования импульсов передатчика, обычно не менее 200 *мксек*.

Амплитуда колебаний в таком контуре затухает по экспоненциальному закону и определяется зависимостью

$$U=U_0 e^{-\alpha t}, \qquad (453)$$

где U_0 — начальная амплитуда;

α — коэффициент затухания.

Добротность контура связана с коэффициентом затухания зависимостью

$$Q=\frac{\pi f_p}{\alpha}, \qquad (454)$$

где f_p — резонансная частота эхокамеры.

Из формулы (453) следует, что затухание контура равно

$$\alpha = \frac{2{,}3(\lg U_0 - \lg U)}{t}, \tag{455}$$

тогда

$$Q = \frac{\pi f_р t}{2{,}3(\lg U_0 - \lg U)}. \tag{456}$$

Начальная амплитуда колебаний в эхокамере U_0 определяется энергией, просачивающейся в приемник радиолокационной станции через разрядник защиты приемника; амплитуда U, т. е. минимально различимый сигнал засветки, будет определяться чувствительностью приемника. Тогда формула (456) преобразуется

$$Q = \frac{\pi f_р t}{1{,}15 \lg \dfrac{P_{пр}}{P_{ч.\,Пр}}}, \tag{457}$$

где $P_{пр}$ — мощность, просачивающаяся через разрядник защиты приемника;

$P_{ч.\,Пр}$ — чувствительность приемника.

Формулу (457) можно также записать в виде

$$Q = \frac{18{,}2 f_р R}{\lg \dfrac{P_{пр}}{P_{ч.\,Пр}}}, \tag{458}$$

или

$$Q = \frac{3{,}36 f_р R}{\lg \dfrac{P_{пр}}{P_{ч.\,Пр}}}. \tag{459}$$

В формулах (458) и (459) резонансная частота $f_р$ выражена в мегагерцах, величина засветки R выражена в формуле (458) в километрах, а в формуле (459) — в кабельтовых.

Из формулы (457) можно определить чувствительность эхокамеры. Она будет равна

$$N = 5{,}5 \frac{Q}{f_р} \ \textit{м/дб}, \tag{460}$$

где частота $f_р$ выражена в мегагерцах.

Порядок расчета эхокамеры.

1. Определяем необходимую добротность эхокамеры. При этом значение добротности, вычисленной по формуле (457) или по формулам (458) и (459), следует считать нагруженной добротностью $Q_н$. Принимая добротность связи $Q_с \gg 4Q$ из формулы (447), определим, что собственная добротность эхокамеры будет $Q \gg 1{,}25 Q_н$. На это значение Q и должна рассчитываться эхокамера. Если за-

дана и чувствительность эхокамеры, то добротность ее должна удовлетворять формуле (460).

2. Определяем параметр $Q \frac{\delta}{\lambda}$ для средней длины волны диапазона.

Глубина погружения δ определяется по формуле (440) или по графику на рис. 209. Значения удельного сопротивления для не-

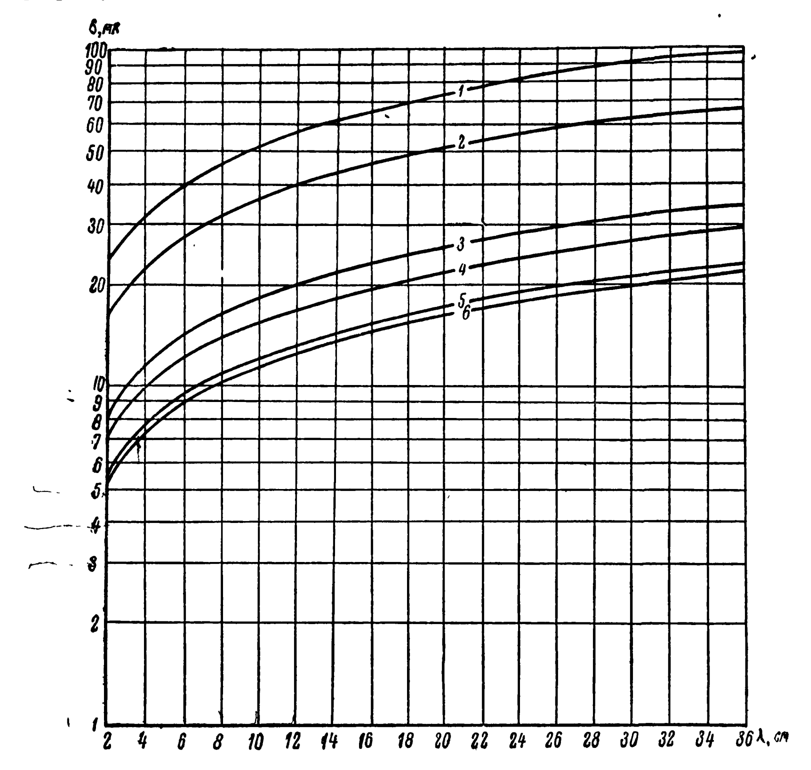


Рис. 209. График зависимости глубины погружения тока от длины волны.

1 — латунь; *2* — цинк; *3* — алюминий; *4* — золото; *5* — медь; *6* — серебро

которых металлов (при $t = 20°$ C), применяющихся при изготовлении и покрытии стенок резонатора, приведены ниже:

Металл	ρ, *ом·м*
Серебро	$1{,}57 \cdot 10^{-8}$
Медь	$1{,}64 \cdot 10^{-8}$
Золото	$2{,}12 \cdot 10^{-8}$
Алюминий	$2{,}5 \cdot 10^{-8}$
Цинк	$4{,}88 \cdot 10^{-8}$
Латунь	$(6 \div 8) 10^{-8}$

В формуле (440) должна быть соблюдена следующая размерность входящих в нее величин: ρ в омах, умноженных на метры, f в герцах, $\mu = \mu_0$ в генри, деленные на метры (μ в системе МКС равно $1{,}257 \cdot 10^{-6}$ *гн/м*). При этом размерность глубины погружения δ получается в метрах.

Подставив необходимые величины, формулу (440) для серебра можно записать в простом виде

$$\delta = \frac{0{,}063}{\sqrt{f}} = 3{,}65 \cdot 10^{-6} \sqrt{\lambda}, \qquad (461)$$

где λ — длина волны, *м*.

3. Выбираем значение индекса n волны H_{01n}. Выбор значения индекса n производится по графикам на рис. 206. По этим же графикам ориентировочно выбирается отношение $\frac{D}{L}$. Если при данном значении $Q\frac{\delta}{\lambda}$ возможны два значения $\frac{D}{L}$ для одного и того же типа волны, то следует выбирать отношение $\frac{D}{L}$ исходя из конструктивных соображений. При возможности выбора двух типов волн следует остановиться на выборе волн с более низким индексом n, так как при этом возможно конструирование резонатора с меньшим диаметром D.

Однако надо учитывать, что для волн с меньшим индексом n требуется большее изменение длины резонатора L для обеспечения настройки в диапазоне длин волн. Таким образом, общая длина эхокамеры увеличивается, а механизм перестройки упрощается.

4. Выбираем рабочую область на диаграмме типов колебаний. Для этой цели выбирается участок диапазона на рис. 203, соответствующий ранее выбранным значениям n и $\frac{D}{L}$. Этот участок диаграммы вычерчивается в большем масштабе. На такой частной диаграмме выбирается центр рабочей области, который лежит на прямой, соответствующей выбранной волне H_{01n}. Значение $\frac{D}{L}$, выбранное ранее ориентировочно, уточняется так, чтобы в рабочей области лежало возможно меньшее число паразитных типов колебаний.

5. Находим размеры резонатора и изменение его длины при настройке в диапазоне длин волн. Диаметр резонатора D находится по диаграмме типов колебаний или более точно — из уравнения (434), где в качестве резонансной частоты принимается средняя частота диапазона $f_{ср}$. Затем по диаграмме [или по тому же уравнению (434)] находят значения $\frac{D}{L_к}$ и $\frac{D}{L_д}$, соответствующие крайним частотам диапазона. После этого нетрудно определить длину резонатора $L_к$ и $L_д$, соответствующую самой короткой длине волны (самой высокой частоте) и самой длинной длине волны (самой низкой частоте)

заданного диапазона. Ход поршня настройки резонатора определяется из выражения

$$\Delta L = L_{д} - L_{к}. \tag{462}$$

6. Выбираем вид связи с резонатором, расположение и размеры элемента связи. Выбор вида связи (торцовое или боковое включение) зависит от конструктивных требований к эхокамере и к ее размещению в аппаратуре.

При торцовом включении расстояние d между отверстиями связи выбирается по формуле

$$d = \frac{\lambda_{в}}{2}, \tag{463}$$

где $\lambda_{в}$ — длина волны в запитывающем волноводе.

При боковом включении резонатора отверстие связи помещается от торцовой стенки резонатора на расстоянии z_m, определяемом по формуле (449). Угловое расположение элементов связи выбирается по формулам (450) и (451).

Площадь отверстия связи следует выбирать исходя из принятого в пункте 1 условия $Q_c = 4Q$. Используя формулу (448), находим, что приближенное значение площади одного отверстия связи может быть вычислено по формуле

$$S \leqslant \lambda \sqrt[3]{\frac{V}{16Q_c}} = 0{,}25\lambda \sqrt[3]{\frac{V}{Q}}. \tag{464}$$

Если с резонатором связано несколько отверстий равной площади, то общая добротность связи Q_c будет равна Q_c/n, где n — число отверстий. Тогда формула (464) для каждого из двух отверстий выразится как

$$S \leqslant 0{,}1\lambda \sqrt[3]{\frac{V}{Q}}, \tag{465}$$

а для каждого отверстия при $n = 3$

$$S \leqslant 0{,}058\lambda \sqrt[3]{\frac{V}{Q}}. \tag{466}$$

7. Проверяем величину добротности Q для средней и крайних частот диапазона.

Проверка производится по графику на рис. 206 для трех значений $\frac{D}{L}$, соответствующих длинам $L_{к}$, $L_{ср}$ и $L_{д}$, взятых из предыдущих расчетов.

Пример. Произведем расчет эхокамеры. Зададимся следующими исходными данными для расчета: длина волны 3,5 *см* $+$ 3%; засветка от эхокамеры не менее 2 *км*; чувствительность приемника 10^{-12} *вт*; просачивающая через разрядник мощность от передатчика $5 \cdot 10^{-2}$ *вт*.

Необходимую добротность эхокамеры $Q_н$ определяем по формуле (458). Она будет равна 32 000. При этом добротность $Q = 40\,000$. Определим параметр $Q\frac{\delta}{\lambda}$. Применяя серебряное покрытие, определяем по формуле (461) глубину погружения тока δ. Она будет равна $6{,}81\cdot10^{-7}$ *м*. Тогда $Q\frac{\delta}{\lambda}$ равно 0,78. По графику рис. 206 выбираем отношение $\frac{D}{L}=0{,}5$, при котором заданная добротность обеспечивается использованием волны типа H_{013}. Далее на диаграмме колебаний выбирается рабочая область. Диаграмма колебаний для данного примера приведена на рис. 210. Для избежания пересечения с волной H_{214} центр рабочей области пришлось несколько сдвинуть относительно выбранной ранее точки с отношением $\frac{D}{L} = 0{,}5$. Новый центр рабочей области соответствует отношению $\frac{D}{L_{ср}} = 0{,}475$.

Из диаграммы видно также, что отношения $\frac{D}{L_д}$ и $\frac{D}{L_к}$ соответственно равны 0,415 и 0,527. Центр рабочей области соответствует ординате $(f_{ср}\,D)^2 = 17{,}95\cdot10^{20}$, *гц²·см²*, откуда можно определить, что диаметр резонатора $D = 49{,}4$ *мм*. Таким образом, длина резонатора на самой длинной и самой короткой волнах диапазона будет соответственно 118,5 и 94 *мм*, а ход поршня настройки резонатора $\Delta L = 24{,}5$ *мм*.

Выбираем торцовое включение резонатора для ввода энергии и боковое для вывода. При торцовом включении и расположении питающего волновода широкой стенкой параллельно оси резонатора не будут возбуждаться волны типа E (в нашем примере волны E_{113} и E_{015}), попадающие в рабочую область. Выбирая два отверстия связи на расстоянии $d = \frac{\lambda_в}{2}$, исключаем условия и для возбуждения находящихся в рабочей области волн H_{312}, H_{115} и H_{116}. Волны H_{214} и H_{215} будут возбуждаться системой двух отверстий. Эти волны являются мешающими. Для исключения их влияния необходимо расположить боковой вывод энергии в соответствии с формулой (450) под углом 45° ($s = 0$) по отношению к линии, соединяющей отверстия возбуждения.

Расстояние между отверстиями связи d подсчитывается по формуле (463). Для волновода сечением 23 × 10 *мм* $d = 27$ *мм*. Расстояние между центром отверстия связи на боковой стенке резонатора и торцовой стенкой определяется по формуле (449). Это расстояние z_m равно 17,7 *мм* (для $s = 1$). Так как резонатор имеет три отверстия связи, то площадь каждого отверстия, определяемая по формуле (466), будет равна 16,2 *мм²*.

Проверив по графику рис. 206 значение добротности для самой длинной волны, средней волны и самой короткой волны диапазона, получаем величину, равную 40 000.

Конструкция резонаторов. Основными частями объемного резонатора являются: собственно резонатор, элементы связи, поршень настройки и механизм отсчета (в перестраивающихся по частоте резонаторах). Конструкция цилиндрического резонатора (эхокамеры) приведена на рис. 211.

Собственно резонатор представляет собой полую металлическую конструкцию в виде цилиндра, параллелепипеда, тороида или объема другой формы. Внутренняя поверхность резонатора для увеличения добротности обычно покрывается серебром. Для получения

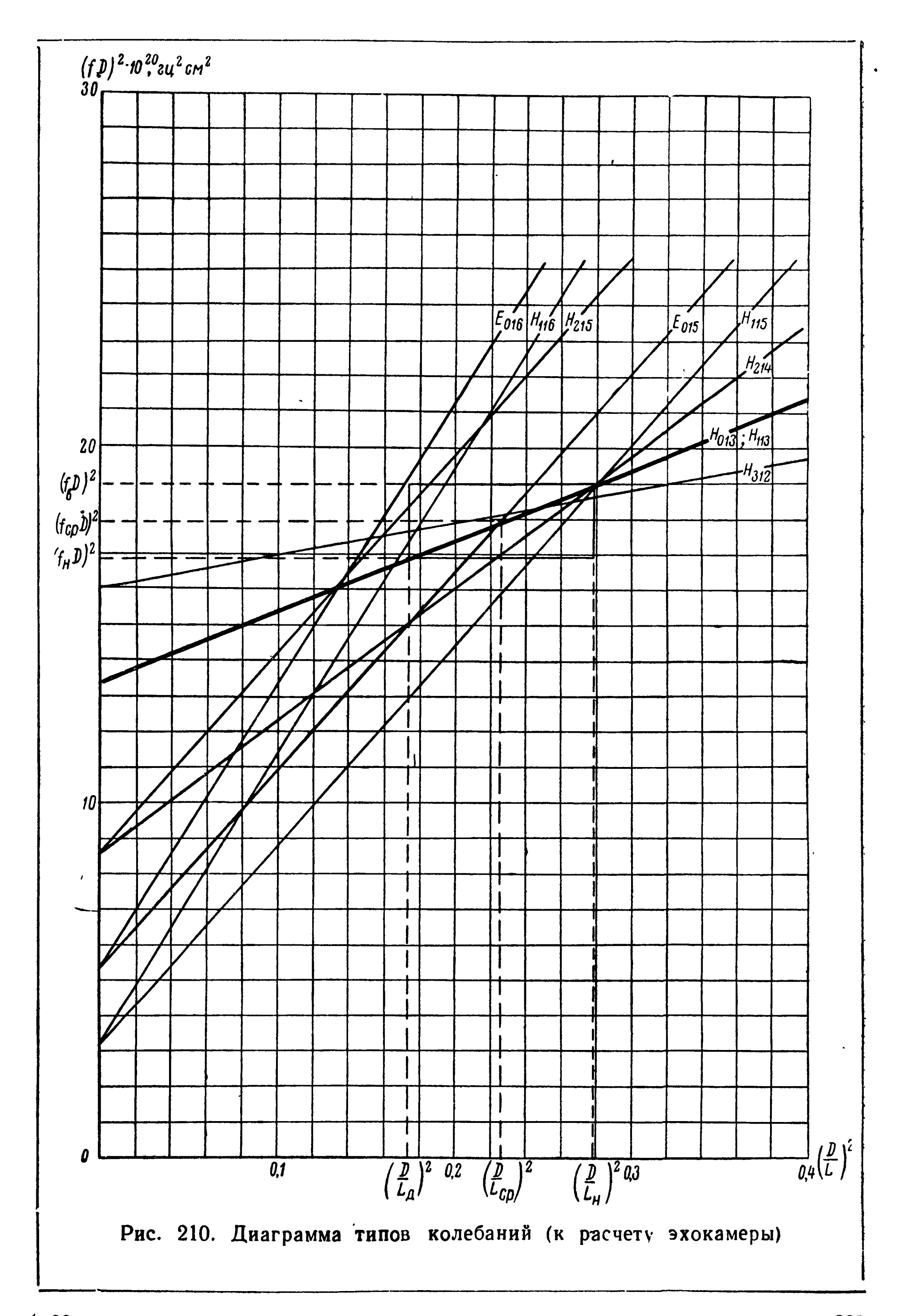


Рис. 210. Диаграмма типов колебаний (к расчету эхокамеры)

высокой добротности необходимо изготовлять резонатор с гладкой однородной поверхностью. Для этой цели внутренняя поверхность резонатора тщательно обрабатывается, подвергаясь шлифовке и полировке до нанесения покрытия и после покрытия.

Связь с резонатором может быть осуществлена по индуктивной, емкостной и кондуктивной схемам. Практически очень широко применяется связь через отверстия. Конструкция подобного соединения показана на рис. 211.

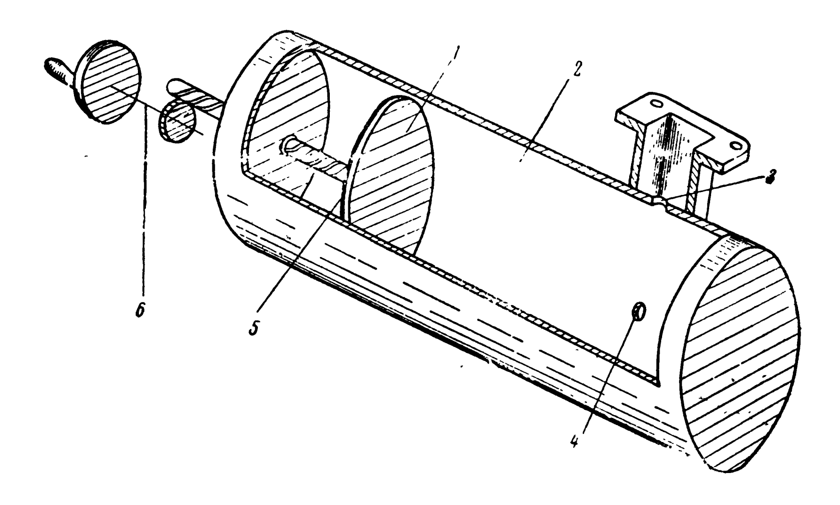


Рис. 211. Конструкция эхокамеры.

1 — поршень настройки; *2* — внутренняя полость резонатора; *3, 4* — отверстия связи; *5* — поглощающее покрытие; *6* — механизм перестройки

Поршень настройки изготовляется из того же материала, что и резонатор и должен быть так же тщательно обработан. Если в цилиндрическом резонаторе используется волна типа H_{omn}, то из-за отсутствия в таких волнах аксиальной составляющей возможно применение бесконтактного плунжера настройки. При использовании в резонаторе волн других типов необходимо применять контактные поршни настройки, которые могут быть выполнены с дросселем или без него. При использовании волны типа H_{omn} должно быть соблюдено постоянство зазора между поршнем и стенками резонатора по всей окружности поршня, а механизм перестройки резонатора должен быть так тщательно изготовлен, чтобы этот зазор не изменялся при перемещении поршня. Особые требования должны быть предъявлены к перпендикулярности поршня (а также торцовой стенки резонатора) оси резонатора. Даже незначительная неперпендикулярность поршня (и торцовой стенки) может привести к возникновению перекрестной связи между волнами типа H_{omn} и

E_{omn}, что ведет к возбуждению в резонаторе волны типа E_{omn} и снижению его добротности [19]. Если в резонаторе возникают паразитные волны с аксиальной составляющей, то они через зазор между поршнем и стенкой попадают в запоршневое пространство. Покрывая поршень с тыльной стороны поглощающим покрытием, можно добиться значительного поглощения энергии таких типов волн.

Перемещение поршня настройки обычно производится микрометрическим винтом, связанным с верньерным шкальным устройством.

Рассмотрим выбор допусков на изготовление резонатора. Для этого следует обратиться к формуле (433), которая определяет резонансную длину волны. Из формулы следует, что допуски на диаметр и длину резонатора будут определять погрешность на резонансную длину волны. Найдем связь между этими величинами, определив полный дифференциал $d\lambda$ выражения (433), который отличается от истинной погрешности $\Delta\lambda$ на член высшей малости. Дифференциал выражения (433) можно записать

$$d\lambda = \frac{\partial\lambda}{\partial D} dD + \frac{\partial\lambda}{\partial L} dL. \tag{467}$$

Относительная погрешность для резонансной длины волны будет определяться как $\frac{d\lambda}{\lambda}$. Находя частные производные $\frac{\partial\lambda}{\partial D}$ и $\frac{d\lambda}{\partial L}$, определяем, что относительная погрешность, получающаяся при вычислении резонансной длины волны, будет

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{(2x_{lm})^2 \frac{dD}{D} + (n\pi)^2 \left(\frac{D}{L}\right)^2 \frac{dL}{L}}{(2x_{lm})^2 + (n\pi)^2 \left(\frac{D}{L}\right)^2}. \tag{468}$$

Если относительные погрешности при изготовлении резонатора $\frac{dD}{D}$ и $\frac{dL}{L}$ равны между собой $\left(\text{т. е. } \frac{dD}{D} = \frac{dL}{L} = \frac{d\gamma}{\gamma}\right)$, то уравнение (468) упростится

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{d\gamma}{\gamma}. \tag{469}$$

Максимальная относительная погрешность настройки на резонансную длину волны определяется допустимым смещением рабочей области на диаграмме типов колебаний. При значительных смещениях рабочей области в нее могут попасть нежелательные типы волн, а для получения перекрытия смещенного частотного диапазона может потребоваться необеспечиваемое механизмом перестройки перемещение поршня.

Для объемного резонатора, выполненного в виде параллелепипеда, резонансная длина волны которого определяется формулой (452), относительная погрешность будет

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{(lBC)^2 \frac{dA}{A} + (mAC)^2 \frac{dB}{B} + (nAB)^2 \frac{dC}{C}}{(lBC)^2 + (mAC)^2 + (nAB)^2}. \quad (470)$$

Формулами (468) и (470) можно воспользоваться при определении температурной зависимости резонансной длины волны резонатора, а также при решении вопросов, связанных с температурной компенсацией резонаторов.

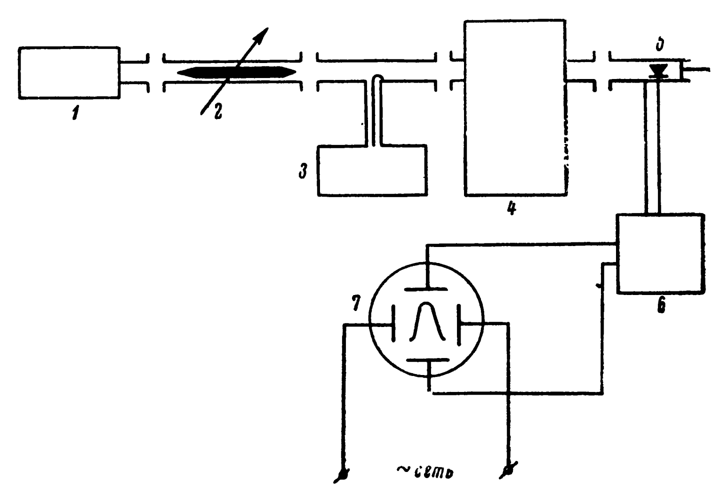


Рис. 212. Схема измерения добротности резонатора при включении его на проход.

1 — генератор; *2* — аттенюатор; *3* — волномер; *4* — резонатор; *5* — детекторная секция; *6* — усилитель; *7* — осциллоскоп

Измерение параметров объемных резонаторов. Основной параметр объемного резонатора — добротность — определяется как отношение резонансной частоты к полосе частот на уровне 0,5 от мощности на резонансной частоте; [формула (423)].

Измерение добротности при включении резонатора на проход удобно производить по схеме, изображенной на рис. 212. Клистронный генератор работает в режиме частотной модуляции с частотой сети. При подаче на отклоняющие пластины осциллоскопа напряжения сети на экране осциллоскопа будет наблюдаться изображение резонансной кривой объемного резонатора. В случае квадратичного детектора будет наблюдаться резонансная кривая «по мощности». Оценив масштаб развертки по частоте (например, перемещением резонансной кривой на экране осциллоскопа посредством перестройки

резонатора), можно измерить ширину резонансной кривой по уровню 0,5. Амплитуда резонансной кривой с уровнем 0,5 может быть определена введением на эталонном аттенюаторе затухания, равного 3 *дб*.

Схема на рис. 212 может быть использована для градуировки резонатора по частоте и определения уровня паразитных колебаний по сравнению с колебанием на рабочем типе волны. Паразитные колебания дают дополнительный резонанс, кривая которого по сравнению с кривой основного резонанса характеризуется меньшей амплитудой и большей шириной. Уровень паразитных колебаний может быть определен при помощи эталонного аттенюатора.

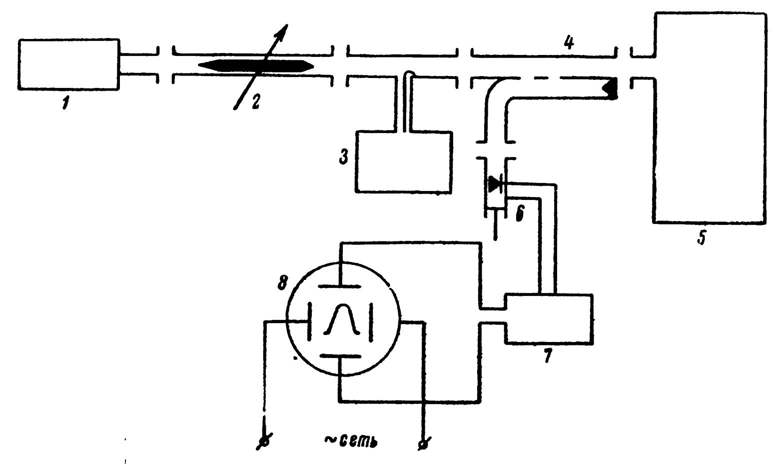


Рис. 213. Схема измерения добротности резонатора при оконечном включении.

1 — генератор; *2* — аттенюатор; *3* — волномер; *4* — направленный ответвитель; *5* — резонатор; *6* — детекторная секция; *7* — усилитель; *8* — осциллоскоп

Наблюдение резонансных кривых и определение параметров объемного резонатора при его оконечном включении производится по схеме рис. 213.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И РАЗМЕРЫ ВОЛНОВОДОВ

Таблица 1

Прямоугольные волноводы

Внутренние размеры, *мм*	Толщина стенки, *мм*	Рабочий диапазон волн, * *см*		Расчетное затухание, ** *дб/м*	Максимальная пропускаемая мощность, *** *Мвт*	
		λ_{min}	λ_{max}		$P_{\lambda\ min}$	$P_{\lambda\ max}$
23×10	1,5	—	4,1	0,126	1,18	0,6
28,5×12,6	1,5	3,0	5,1	0,096	1,83	0,94
35×15	1,5	3,7	6,3	0,07	2,7	1,18
40×20	2	4,2	7,2	0,053	4,1	2,1
48×24	2	5,0	8,6	0,044	5,9	3,0
58×25	2	6,1	10,4	0,035	7,4	3,8
72×34	2	7,6	13,0	0,025	12,5	6,4
90×45	2	9,5	16,2	0,017	20,7	10,6

* λ_{min} на 5% больше $\lambda_{кр}$ для волны H_{02}, а λ_{max} на 10% меньше $\lambda_{кр}$ для волны H_{01}.

** Расчет дан для меди ($\rho = 1{,}72 \cdot 10^{-8}$ *ом/м*).

*** При напряжении пробоя по воздуху 30 *кв/см*.

Волноводы сложной конфигурации*

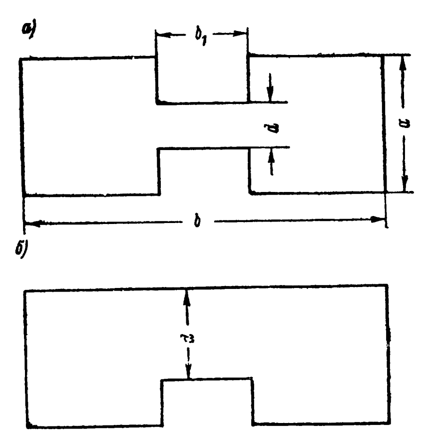


Рис. 1. Поперечные сечения волноводов сложного сечения. а — Н-образный волновод; б — П-образный волновод

Тип волновода	Рабочий диапазон, *см*		Внутренние размеры, *мм* (рис. 1, *а* и *б*)				Затухание в середине диапазона **, *дб/м*	Пропускаемая мощность, *Мвт*
	λ_{min}	λ_{max}	*a*	*b*	b_1	*d*		
Н	10,0	30,0	45,7	91,4	28,7	13,7	0,025	14,0
	6,7	15,0	31,75	63,5	19,9	12,7	0,053	7,0
	5,8	11,6	22,2	44,5	14,1	8,9	0,082	3,4
	2,7	6,4	12,1	26,0	6,5	4,85	0,153	0,9
	3,15	5,8	15,5	31,0	8,9	10,25	0,128	1,3
П	7,5	30,0	34,8	77,4	21,0	5,1	0,128	1,5
	2,0	8,0	9,3	20,6	9,6	1,3	0,51	0,035
	0,75	3,0	3,4	7,8	3,8	0,55	2,04	0,005

* Здесь использованы данные из [1].
** Расчет дан для меди ($\rho = 1{,}72 \cdot 10^{-8}$ *ом/м*).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ И РАЗМЕРЫ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КАБЕЛЕЙ

Марка кабеля	Волновое сопротивление, *ом*		Расчетное затухание на частоте 1000 *Мгц*, *дб/м*	Наружный диаметр, *мм*	Диаметр внутреннего провода, *мм*	Диаметр по изоляции, *мм*	Максимальное рабочее напряжение, *кв*
РК-1	75	80	0,39	7,3±0,4	0,68	4,6	3,0
РК-2	90	95	0,26	9,6±0,8	0,68	6,8	4,5
РК-3	72	77	0,22	13±0,8	1,37	9,0	5,5
РК-4	50	55	0,33	11±0,7	1,37	9,0	5,6
РК-6	50	55	0,28	12,4±0,8	2,55	9,2	4,5
РК-8	72	78	0,1	21±1	2,73	18,0	8,5
РК-19	50	55	0,73	4,2±0,3	0,68	2,4	1,0
РК-20	74	80	0,28	10,4±0,6	1,11	7,2	1,0
РК-28	50	55	0,3	11,1±0,7	2,13	7,3	1,5
РК-29	48	53	0,39	9,8±0,6	1,37	4,8	1,5
РК-47	50	55	0,3	10,3±0,3	2,13	7,3	1,0
РК-48	48	53	0,24	13,5±0,5	3,09	10,5	8,0
РК-49	67	73	0,41	6,8±0,2	0,78	4,2	1,0
РК-50	—	—	0,35	8,8±0,3	0,30	6,2	—
РК-55	51	56	0,49	5,2	0,81	2,95	1,5
РК-56	—	—	0,41	6,4	0,64	3,9	1,0
РК-59	51	56	0,49	5,5	0,81	3,15	2,0
РКК-0,3/10	194	206	0,43	14,5±1,5	0,30	10,0	0,5
РКК-2,8/10	66	73	0,09	19,0	2,83	11,5	0,5
РКК-5/18	66	73	0,07	27±2	5,0	18,0	1,5
РКМ-2,8/10	66	73	0,12	15,75	3,05	11,65	0,5
РКВ	50	56	0,13	28,0	5,0	18,0	12,0
РКП-2/200	49	52	0,10	32,0	6,5	22,0	7,0
РКТФ-1	75	80	0,42	5,9	0,68	4,1	3,0
РКТФ-3	72	77	0,31	10,0	1,37	5,9	5,5
РКТФ-6	50	55	0,32	9,5	2,55	8,4	6,0
РКГ-5	57	63	0,10	24,0	3,0	13,2	4,5
РКГ-10	57	63	0,07	32,0	5,0	22,5	7,5
РКПГ-10	54	60	0,09	28,0	5,0	20,5	7,0
РКГ-15	57	63	0,06	46,0	8,0	35,0	9,5

СООТНОШЕНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ ВОЛНОВОДОВ ПРИ $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 1$

$\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}$	$\frac{\lambda_в}{\lambda}$	$\frac{\lambda}{\lambda_в}$	$\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}$	$\frac{\lambda_в}{\lambda}$	$\frac{\lambda}{\lambda_в}$
0,50	1,158	0,866	0,76	1,539	0,650
0,51	1,163	0,860	0,77	1,567	0,638
0,52	1,171	0,854	0,78	1,598	0,626
0,53	1,179	0,848	0,79	1,631	0,613
0,54	1,188	0,842	0,80	1,668	0,600
0,55	1,197	0,835	0,81	1,705	0,586
0,56	1,207	0,828	0,82	1,747	0,572
0,57	1,217	0,822	0,83	1,793	0,558
0,58	1,228	0,815	0,84	1,843	0,543
0,59	1,239	0,807	0,85	1,898	0,527
0,60	1,250	0,800	0,86	1,960	0,510
0,61	1,262	0,792	0,87	2,028	0,493
0,62	1,275	0,785	0,88	2,105	0,475
0,63	1,288	0,777	0,89	2,193	0,456
0,64	1,301	0,768	0,90	2,294	0,436
0,65	1,316	0,760	0,91	2,412	0,415
0,66	1,331	0,751	0,92	2,552	0,392
0,67	1,347	0,742	0,93	2,721	0,368
0,68	1,364	0,733	0,94	2,931	0,341
0,69	1,382	0,724	0,95	3,203	0,312
0,70	1,400	0,714	0,96	3,571	0,280
0,71	1,420	0,704	0,97	4,113	0,243
0,72	1,441	0,694	0,98	5,025	0,199
0,73	1,463	0,683	0,99	7,089	0,141
0,74	1,487	0,673	1,00	∞	0,000
0,75	1,509	0,661			

ЗНАЧЕНИЯ ИНТЕГРАЛА ЭЙРИ $v(t_i)$

t	$u(t)$	$v(t)$	t	$u(t)$	$v(t)$
—9,0	0,5760	—0,0392	—8,75	0,04031	—0,4235
—8,5	0,0137	—0,5854	—8,25	0,3754	—0,4545
—8,0	—0,5871	—0,0934	—7,75	—0,5172	0,3146
—7,5	—0,1993	0,5703	—7,25	0,2117	0,5702
—7,0	0,5207	0,3266	—6,75	0,6165	0,0591
—6,5	0,4626	—0,4219	—6,25	0,1257	0,619
—6,0	—0,2600	—0,5834	—5,75	—0,556	—0,3058
—5,5	—0,6519	0,0315	—5,25	—0,5343	—0,3867
—5,0	—0,2453	0,6217	—4,75	0,1477	0,6610
—4,5	0,4500	0,5178	—4,25	0,6573	0,2310
—4,0	0,6952	—0,1245	—3,75	0,5613	0,4463
—3,5	0,2994	—0,6656	—3,25	—0,0290	—0,7420
—3,0	—0,3515	—0,6714	—2,75	—0,6092	—0,4762
—2,5	—0,7664	—0,1991	—2,25	—0,804	0,1054
—2,0	—0,7308	0,4031	—1,75	—0,5662	0,6473
—1,5	—0,3399	0,8229	—1,25	—0,0807	0,9221
—1,0	0,1843	0,9493	—0,75	0,4300	0,9176
—0,5	0,6742	0,8432	—0,25	0,888	0,7415
0,0	1,0899	0,6293	+0,25	0,2895	0,5150
+0,5	1,5142	0,4107	+0,75	1,7875	0,3183
1,0	2,140	0,2398	1,25	2,6254	0,1763
1,5	3,330	0,1271	1,75	4,348	0,0893
2,0	5,846	0,0619	2,25	8,105	0,0418
2,5	11,488	0,0278	2,75	16,72	0,0181
3,0	24,88	0,0117	3,25	37,85	0,0076
3,5	58,59	0,0045	3,75	92,8	0,0028
4,0	148,62	0,0017			

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ $C(x)$ И $S(x)$ ОТ $x=0$ ДО $x=1,0$

x	$C(x)$	$S(x)$	x	$C(x)$	$S(x)$	x	$C(x)$	$S(x)$
0	0	0	0,34	0,45985	0,05229	0,68	0,62817	0,14428
0,02	0,11283	0,00075	0,36	0,47252	0,05692	0,70	0,63558	0,15040
0,04	0,15955	0,00213	0,38	0,48479	0,06166	0,72	0,64276	0,15657
0,06	0,19537	0,00391	0,40	0,49661	0,06652	0,74	0,64972	0,16280
0,08	0,22553	0,00602	0,42	0,50804	0,07149	0,76	0,65646	0,16908
0,10	0,25206	0,00840	0,44	0,51919	0,07656	0,78	0,66299	0,17541
0,12	0,27600	0,01104	0,46	0,52981	0,08173	0,80	0,66931	0,18178
0,14	0,29796	0,01391	0,48	0,54019	0,08700	0,82	0,67542	0,18820
0,16	0,31834	0,01699	0,50	0,55025	0,09237	0,84	0,68133	0,19467
0,18	0,33742	0,02026	0,52	0,56000	0,09782	0,86	0,68704	0,20117
0,20	0,35540	0,02372	0,54	0,56946	0,10336	0,88	0,69256	0,20771
0,22	0,37243	0,02735	0,56	0,57863	0,10899	0,90	0,69788	0,21428
0,24	0,38864	0,03114	0,58	0,58753	0,11469	0,92	0,70302	0,22088
0,26	0,40410	0,03509	0,60	0,59616	0,12047	0,94	0,70796	0,22751
0,28	0,41896	0,03919	0,62	0,60453	0,12632	0,96	0,71273	0,23417
0,30	0,43310	0,04342	0,64	0,61265	0,13224	0,98	0,71731	0,24085
0,32	0,44675	0,04779	0,66	0,62053	0,13823			

ЗНАЧЕНИЕ ФУНКЦИИ Г (*x*)

x	Г (*x*)	*x*	Г (*x*)	*x*	Г (*x*)
1,00	1	6	0,89018	1,70	0,90864
1	0,99433	7	0,88931	1	0,91057
2	0,98884	8	0,88854	2	0,91258
3	0,98355	9	0,88785	3	0,91467
4	0,97844	1,40	0,88726	4	0,91683
5	0,97350	1	0,88676	5	0,91906
6	0,96874	2	0,88636	6	0,92137
7	0,96415	3	0,88604	7	0,92376
8	0,95973	4	0,88581	8	0,92623
9	0,95546	5	0,88566	9	0,92877
1,10	0,95135	6	0,88560	1,80	0,93138
1	0,94740	7	0,88563	1	0,93408
2	0,94359	8	0,88575	2	0,93685
3	0,93993	9	0,88595	3	0,93969
4	0,93642	1,50	0,88623	4	0,94261
5	0,93304	1	0,88659	5	0,94561
6	0,92980	2	0,88704	6	0,94869
7	0,92670	3	9,88757	7	0,95184
8	0,92373	4	0,88818	8	0,95507
9	0,92089	5	0,88887	9	0,95838
1,20	0,91817	6	0,88964	1,90	0,96177
1	0,91558	7	0,89049	1	0,96523
2	0,91311	8	0,89142	2	0,96877
3	0,91075	9	0,89243	3	0,97240
4	0,90852	1,60	0,89352	4	0,97610
5	0,90640	1	0,89468	5	0,97988
6	0,90440	2	0,89592	6	0,98374
7	0,90250	3	0,89724	7	0,98768
8	0,90072	4	0,89864	8	0,99171
9	0,89904	5	0,90012	9	0,99581
1,30	0,89747	6	0,90167		
1	0,89600	7	0,90330		
2	0,89464	8	0,90500		
3	0,89338	9	0,90678		
4	0,89222				
5	0,89115				

ВЫВОД ФОРМУЛЫ (291) И ТАБЛИЦА ЗНАЧЕНИЙ ФУНКЦИИ th (x)

Исходя из теории линий, сопротивление в точке подключения нагрузки

$$Z_l = \frac{U}{I} = W \frac{Ae^{\gamma l} + Be^{-\gamma l}}{Ae^{\gamma l} - Be^{-\gamma l}}, \tag{1}$$

а сопротивление в начале линии ($l = 0$) будет равно

$$Z_0 = W \frac{1 + \frac{B}{A}}{1 - \frac{B}{A}}, \tag{2}$$

где W — волновое сопротивление линии;

A и B — постоянные интегрирования телеграфного уравнения двухпроводной линии (физически эти коэффициенты являются амплитудами падающей и отраженной волн);

$\gamma = \alpha + j\beta$, где α — коэффициент затухания,

β — фазовый коэффициент.

Уравнение (1) можно записать в следующем виде

$$Z_l = W \frac{e^{\gamma l} + \frac{B}{A} e^{-\gamma l}}{e^{\gamma l} - \frac{B}{A} e^{-\gamma l}}. \tag{3}$$

Решая (2) относительно $\frac{B}{A}$ и подставляя это значение равное $\frac{Z_0 - W}{Z_0 + W}$ в (3), получаем

$$Z_l = W \frac{Z_0 (e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}) + W (e^{\gamma l} - e^{-\gamma l})}{Z_0 (e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}) + W (e^{\gamma l} + e^{-\gamma l})}, \tag{4}$$

или

$$Z_l = W \frac{Z_0 + W \operatorname{th} \gamma l}{W + Z_0 \operatorname{th} \gamma l}. \tag{5}$$

Формулу (5) можно записать

$$\frac{W}{Z_l} = \frac{\frac{W}{Z_0} + \operatorname{th} \gamma l}{1 + \frac{W}{Z_0} \operatorname{th} \gamma l}. \tag{6}$$

Так как по определению коэффициент бегущей волны равен

$$K_{б.\,в}=\frac{|A|-|B|}{|A|+|B|}=\frac{1-\frac{|B|}{|A|}}{1+\frac{|B|}{|A|}}, \tag{7}$$

то, учитывая (1) и (2), величины $\frac{W}{Z_l}$ и $\frac{W}{Z_0}$ в формуле (6) соответственно могут быть обозначены как $K_{б.\,в l}$ и $K_{б.\,в0}$.

Тогда без учета фазового угла ($\beta = 0$) формула (6) примет вид

$$K_{б.\,в\,l}=\frac{K_{б.\,в_0}+\operatorname{th}\alpha l}{1+K_{б.\,в_0}\operatorname{th}\alpha l}. \tag{8}$$

В формуле (8) α имеет размерность *неп/ед. длины.*

В формуле (291) неперы переведены в децибелы.

По определению, непер — логарифмическая единица измерения ослабления (или усиления), причем одному неперу соответствует ослабление напряжения в e раз, где e — основание натуральных логарифмов, т. е.

$$a_{неп}=\ln\frac{U_2}{U_1}=\frac{1}{2}\ln\frac{P_2}{P_1}.$$

С другой стороны, ослабление, выраженное в децибелах, будет

$$a_{дб}=10\lg\frac{P_2}{P_1}.$$

Следовательно,

$$\frac{a_{дб}}{a_{неп}}=\frac{10\lg\frac{P_2}{P_1}}{\frac{1}{2}\ln\frac{P_2}{P_1}}=20\,M,$$

где M — модуль перевода натуральных логарифмов в десятичные. Модуль M равен $\lg e \simeq 0{,}43429$.

Следовательно,

$$\frac{a_{дб}}{a_{неп}}\simeq 8{,}69. \tag{9}$$

Если в точку линии $l = 0$ помещена нагрузка с сопротивлением $Z_н$, то формула (8) с учетом равенства (9) примет вид формулы (291).

ЗНАЧЕНИЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ТАНГЕНСА

x	th x	x	th x	x	th x	x	th x
0,10	0,100	0,36	0,345	0,62	0,551	0,88	0,706
0,11	0,110	0,37	0,354	0,63	0,558	0,89	0,711
0,12	0,119	0,38	0,363	0,64	0,565	0,90	0,716
0,13	0,129	0,39	0,371	0,65	0,572	0,91	0,721
0,14	0,139	0,40	0,380	0,66	0,578	0,92	0,726
0,15	0,149	0,41	0,388	0,67	0,585	0,93	0,731
0,16	0,159	0,42	0,397	0,68	0,591	0,94	0,735
0,17	0,168	0,43	0,405	0,69	0,598	0,95	0,740
0,18	0,178	0,44	0,414	0,70	0,604	0,96	0,744
0,19	0,188	0,45	0,422	0,71	0,611	0,97	0,749
0,20	0,197	0,46	0,430	0,72	0,617	0,98	0,753
0,21	0,207	0,47	0,438	0,73	0,623	0,99	0,757
0,22	0,216	0,48	0,446	0,74	0,629	1,00	0,762
0,23	0,226	0,49	0,454	0,75	0,635	1,01	0,766
0,24	0,235	0,50	0,462	0,76	0,641	1,02	0,770
0,25	0,245	0,51	0,470	0,77	0,647	1,03	0,774
0,26	0,254	0,52	0,478	0,78	0,653	1,04	0,778
0,27	0,264	0,53	0,485	0,79	0,658	1,05	0,782
0,28	0,273	0,54	0,493	0,80	0,664	1,06	0,786
0,29	0,282	0,55	0,501	0,81	0,670	1,07	0,790
0,30	0,291	0,56	0,508	0,82	0,675	1,08	0,793
0,31	0,300	0,57	0,515	0,83	0,681	1,09	0,797
0,32	0,310	0,58	0,523	0,84	0,686	1,10	0,801
0,33	0,319	0,59	0,530	0,85	0,691		
0,34	0,328	0,60	0,537	0,86	0,696		
0,35	0,336	0,61	0,544	0,87	0,701		

ЗНАЧЕНИЯ ФУНКЦИИ $\frac{F_n(\theta)}{F_{n\,\max}(\theta)}$

$\theta°$	$n=2$				$n=3$			
	$\frac{d}{\lambda}=0,25$	$\frac{d}{\lambda}=0,5$	$\frac{d}{\lambda}=0,6$	$\frac{d}{\lambda}=1$	$\frac{d}{\lambda}=0,25$	$\frac{d}{\lambda}=0,5$	$\frac{d}{\lambda}=0,6$	$\frac{d}{\lambda}=1$
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
5	0,993	0,996	0,984	0,960	0,990	0,978	0,968	0,900
10	0,987	0,964	0,932	0,852	0,975	0,905	0,860	0,641
15	0,978	0,918	0,883	0,688	0,948	0,793	0,707	0,296
20	0,968	0,860	0,798	0,475	0,908	0,650	0,518	0,031
25	0,945	0,787	0,700	0,301	0,859	0,492	0,318	0,257
30	0,923	0,707	0,587	0,000	0,804	0,333	0,127	0,333
35	0,900	0,620	0,469	0,231	0,746	0,180	0,040	0,262
40	0,873	0,532	0,352	0,132	0,687	0,044	0,169	0,083
45	0,849	0,443	0,236	0,606	0,629	0,071	0,259	0,157
50	0,827	0,361	0,126	0,738	0,573	0,163	0,312	0,401
55	0,800	0,281	0,026	0,840	0,522	0,228	0,332	0,611
60	0,777	0,209	0,061	0,912	0,473	0,275	0,328	0,779
65	0,757	0,148	0,136	0,958	0,432	0,305	0,308	0,887
70	0,739	0,096	0,198	0,973	0,397	0,322	0,280	0,952
75	0,726	0,055	0,246	0,995	0,371	0,329	0,253	0,988
80	0,715	0,024	0,279	~1,000	0,349	0,332	0,233	~1,000
85	0,709	0,006	0,301	~1,000	0,338	~0,333	0,210	~1,000
90	0,707	0,000	0,309	1,000	0,333	0,333	0,206	1,000

$\theta°$	$n=4$				$n=6$			
	$\frac{d}{\lambda}=0,25$	$\frac{d}{\lambda}=0,5$	$\frac{d}{\lambda}=0,6$	$\frac{d}{\lambda}=1$	$\frac{d}{\lambda}=0,25$	$\frac{d}{\lambda}=0,5$	$\frac{d}{\lambda}=0,6$	$\frac{d}{\lambda}=1$
0	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
5	~1,000	0,956	0,936	0,821	0,973	0,898	0,853	0,612
10	0,953	0,824	0,750	0,395	0,894	0,619	0,478	0,045
15	0,899	0,633	0,496	0,039	0,776	0,272	0,074	0,226
20	0,829	0,408	0,223	0,260	0,628	0,027	0,184	0,032
25	0,744	0,188	0,016	0,212	0,466	0,202	0,233	0,171
30	0,653	0,000	0,182	0,000	0,308	0,236	0,121	0,000
35	0,563	0,143	0,262	0,206	0,162	0,165	0,039	0,169
40	0,464	0,230	0,265	0,270	0,039	0,044	0,148	0,081
45	0,377	0,269	0,210	0,161	0,060	0,070	0,170	0,146

$\theta°$	$n = 4$				$n = 6$			
	$\frac{d}{\lambda} = 0,25$	$\frac{d}{\lambda} = 0,5$	$\frac{d}{\lambda} = 0,6$	$\frac{d}{\lambda} = 1$	$\frac{d}{\lambda} = 0,25$	$\frac{d}{\lambda} = 0,5$	$\frac{d}{\lambda} = 0,6$	$\frac{d}{\lambda} = 1$
50	0,298	0,266	0,122	0,071	0,134	0,145	0,116	0,236
55	0,225	0,236	0,026	0,355	0,183	0,172	0,026	0,085
60	0,162	0,191	0,061	0,608	0,214	0,163	0,060	0,237
65	0,112	0,142	0,131	0,793	0,231	0,131	0,123	0,559
70	0,071	0,094	0,184	0,904	0,238	0,091	0,159	0,798
75	0,040	0,055	0,218	0,973	0,240	0,054	0,172	0,933
80	0,017	0,024	0,236	0,995	0,238	0,024	0,173	~1,000
85	0,004	0,006	0,245	~1,000	0,237	0,006	0,169	~1,000
90	0,000	0,000	0,250	1,000	0,236	0,000	0,167	1,000

$\theta°$	$n = 8$			
	$\frac{d}{\lambda} = 0,25$	$\frac{d}{\lambda} = 0,5$	$\frac{d}{\lambda} = 0,6$	$\frac{d}{\lambda} = 1$
0	1,000	1,000	1,000	1,000
5	0,950	0,818	0,742	0,375
10	0,817	0,392	0,194	0,226
15	0,618	0,036	0,184	0,039
20	0,395	0,224	0,201	0,104
25	0,178	0,167	0,016	0,120
30	0,000	0,000	0,147	0,000
35	0,129	0,128	0,098	0,123
40	0,200	0,144	0,035	0,059
45	0,229	0,071	0,122	0,138
50	0,220	0,026	0,107	0,070
55	0,189	0 100	0,026	0,228
60	0,148	0,127	0,059	0,069
65	0,107	0,117	0,112	0,298
70	0,069	0,087	0,128	0,656
75	0,040	0,054	0,118	0,880
80	0,017	0,024	0,100	0,980
85	0,004	0,006	0,084	~1,000
90	0,000	0,000	0,077	1,000

ХАРАКТЕРНЫЕ ТОЧКИ ФУНКЦИИ $F_n(\theta)$

$\frac{d}{\lambda}$	n	θ_0	$\theta_{б.л}$	$\frac{F_n(\theta_{б.л})}{F_{n\,max}(\theta)}$
0,25	2	—	—	—
	3	—	—	—
	4	90°	—	—
	6	41°50′	75°18′	0,240
	8	30°	45°	0,229
		90°		
0,5	2	90°	—	—
	3	41°50	90°	0,333
	4	30°	48°35′	0,270
		90°		
	6	19°28′	30°	0,236
		41°50′	56°25′	0,173
		90°		
	8	14°28′	22°02′	0,226
		30°	38°41′	0,150
		48°35′	61°03′	0,128
		90°		
0,6	2	56°25′	90°	0,309
	3	33°45′	56°20′	0,333
	4	24°37′	38°41′	0,270
		56°25′	90°	0,250
	6	16°07′	24°37′	0,236
		33°45′	44°	0,173
		56°25′	75°55′	0,173

$\frac{d}{\lambda}$	n	θ_0	$\theta_{б.л}$	$\frac{F_n(\theta_{б.л})}{F_{n\,max}(\theta)}$
0,6	8	12°01′	18°15′	0,226
		24°37′	31°25′	0,150
		38°41′	46°50′	0,128
		56°26′	69°40′	0 128
1,0	2	30°	90°	1,000
	3	19°28′	30°	0,333
		41°50	90°	1,000
	4	14°28′	22°02′	0,270
		30°	38°41′	0,270
		48°35′	90°	1,000
	6	9°06′	14°28′	0,236
		19°28′	24°37′	0,173
		30°	35°35′	0,173
		41°50′	48°35′	0,236
		56°25′	90°	1,000
	8	7°11′	10°50′	0,226
		14°28′	18°15′	0,150
		22°02′	25°55′	0,128
		30°	34°12′	0,128
		38°41′	43°32′	0,150
		48°35′	54°30′	0,226
		61°03′	90°	1,000

ПРИЛОЖЕНИЕ 10

ВЫВОД ФОРМУЛЫ (281)

На рис. II представлена векторная диаграмма коэффициентов отражения при измерении коэффициента усиления по методу отражающего экрана при несогласованной антенне. На этом рисунке обозначены Γ_A — коэффициент отражения антенны; Γ_{p1}— результирующий коэффициент отражения при расстоянии R_1 от антенны до экрана, Γ_{p_2} — то же для расстояния $R_2\left(R_2-R_1=\frac{\lambda}{4}\right)$; $\Gamma_{эк}$ — коэффициент отражения от экрана (в плоскости входного сечения антенны).

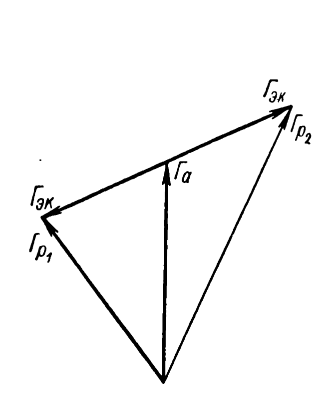


Рис. II. Векторная диаграмма коэффициентов отражения

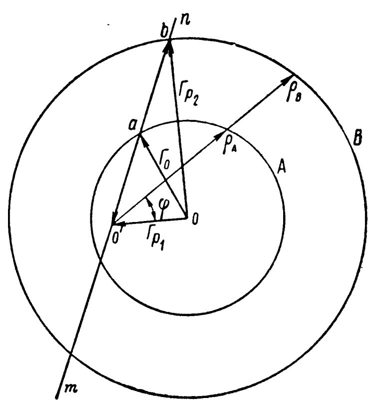


Рис. III. Построение векторной диаграммы коэффициентов отражения

При измерении коэффициента усиления могут быть известны величины $|\Gamma_{p_1}|$, $|\Gamma_{p_2}|$, $|\Gamma_A|$ и ψ (угол между $|\Gamma_{p_1}|$ и $|\Gamma_{p_2}|$) Значение $|\Gamma_{эк}|$ можно найти из решения косоугольного треугольника векторной диаграммы, изображенной на рис. II. Однако в некоторых случаях (при определенных соотношениях Γ_A и $\Gamma_{эк}$, измерениях на очень коротких длинах волн и невысокой стабильности генератора по частоте и мощности) измерение угла φ, с большой степенью точности затруднительно. Кроме того, расчеты для нахождения величины $|\Gamma_{эк}|$ громоздки. Поэтому желательно определять модуль коэффициента отражения $|\Gamma_{эк}|$ только через известные коэффициенты отражения, вычисленные по измеренным значениям $K_{б.\,в}$. Для этой цели воспользуемся построением, приведенным на рис. III. Пусть конец вектора Γ_{p1} лежит в точке O'. Тогда окружность A будет являться геометрическим местом точек для конца вектора Γ_A , а окружность B — геометрическим местом точек для конца вектора Γ_{p2}. Истинное положение этих векторов однозначно определяется пересечением этих окружностей с прямой mn, при котором будет выполняться равенство отрезков $o'a$ и ab. Эти отрезки и будут изображать векторы $\Gamma_{эк}$, измеренные для расстояний R_1 и R_2, причем $R_2-R_1=\frac{\lambda}{4}$, т. е. 180° изменения электрической длины от антенны к экрану и обратно.

Для нахождения коэффициента отражения $\Gamma_{эк}$ напишем уравнения окружностей A и B в полярных координатах с полюсом в точке O' и полярной осью вдоль вектора Γ_{p1}.

Для окружности A можно записать

$$\rho_A^2 - 2\rho_A |\Gamma_{p_1}| \cos\varphi + |\Gamma_{p_1}|^2 = |\Gamma_A|^2, \qquad (1)$$

а для окружности B

$$\rho_B^2 - 2\rho_B |\Gamma_{p_1}| \cos\varphi + |\Gamma_{p_1}|^2 = |\Gamma_{p_2}|^2. \qquad (2)$$

Обозначения ρ_A, ρ_B и φ ясны из рис. III.

В соответствии с изложенными выше соображениями вектор $\Gamma_{эк}$ можно определить приняв условие $\rho_B = 2\rho_A$. Решая при этом условии совместно уравнения (1) и (2), найдем, что

$$\rho_A = |\Gamma_{эк}| = \sqrt{\frac{1}{2}|\Gamma_{p_1}|^2 + \frac{1}{2}|\Gamma_{p_2}|^2 - |\Gamma_A|^2}. \qquad (3)$$

Полученное уравнение (3) тождественно уравнению (281).

ЛИТЕРАТУРА

1. Андерсон Т. Прямоугольный волновод и волноводы типа H и E. Trans. IRE, MTT-4, № 4, 1956.

2. Ардабьевский А. И., Воропаева В. Г., Гринева К. И. Пособие по расчету антенн сверхвысоких частот. Оборонгиз, М., 1957.

3. Аркадьев В. К. Некоторые свойства ферритов, ЖРФХО, серия физическая, т. 44, 1912; т. 45, 1913.

4. Аркадьев В. К. Электромагнитные процессы в металлах. ОНТИ, 1934.

5. Бронштейн И. Н., Семендяев К. В. Справочник по математике. Гостехиздат, 1948.

6. Кийо Томияси, Кон С. Направленный ответвитель. Proc. IRE, 41, № 7, 1953.

7. Коли, Колингс, Эванс. Судовые радиолокационные антенны с параболическим и полупараболическим цилиндром. PIEE № 51, ч. III, 1951.

8. Левин Л. Современная теория волноводов. Изд-во иностр. лит. М., 1954.

9. Микаэлян А. Л. Магнитное вращение плоскости поляризации на сантиметровых волнах. УФН, т. 51, 1953.

10. Модель М. А. Анализ антенны типа «волновой канал». «Радиотехника» № 1, 1956.

11. Пересада В. П. О вычислении интегралов в конечных пределах. «Радиотехника» № 9, 1957.

12. Раджиа, Спенсер и др. Излучающие системы из ферритовых стержней. «Вопросы радиолокационной техники» № 1, 1958.

13. Робье И. Влияние точности изготовления антенны на ее характеристики, Annales de Radioélectricité, № 43, т. XI, 1956.

14. Смирнов В. А. Основы радиосвязи на ультракоротких волнах. Связьиздат, 1957.

15. Столяров А. К. Использование ферритов в волноводной технике. «Электросвязь» № 5, 1957.

16. Фельд Я. Н. Основы теории щелевых антенн. «Советское радио», М., 1953.

17. Фокс А. Д., Миллер С. Е., Вейс М. Т. Свойства ферритов и их применение в диапазоне СВЧ. «Советское радио», 1956.

18. Шанкс, Бикмор. Четырехмерные излучатели. «Радиотехника и электроника за рубежом» № 5 (53), 1959.

19. Штейншлейгер В. Б. Явления взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. Оборонгиз, М., 1955.

20. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций, Гос. Изд-во Физ-матем. лит.

21. Справочник по волноводам. Под ред. Я. Н. Хельда. «Советское радио», М., 1952.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВЛАСОВ ВАЛЕРИАН ИВАНОВИЧ, БЕРМАН ЯКОВ ИСААКОВИЧ

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ УЗЛОВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ

Ответственный (научный) редактор *С. И. Портной*

Рецензент *А. Г. Кислов* Редактор *И. Г. Азарова*

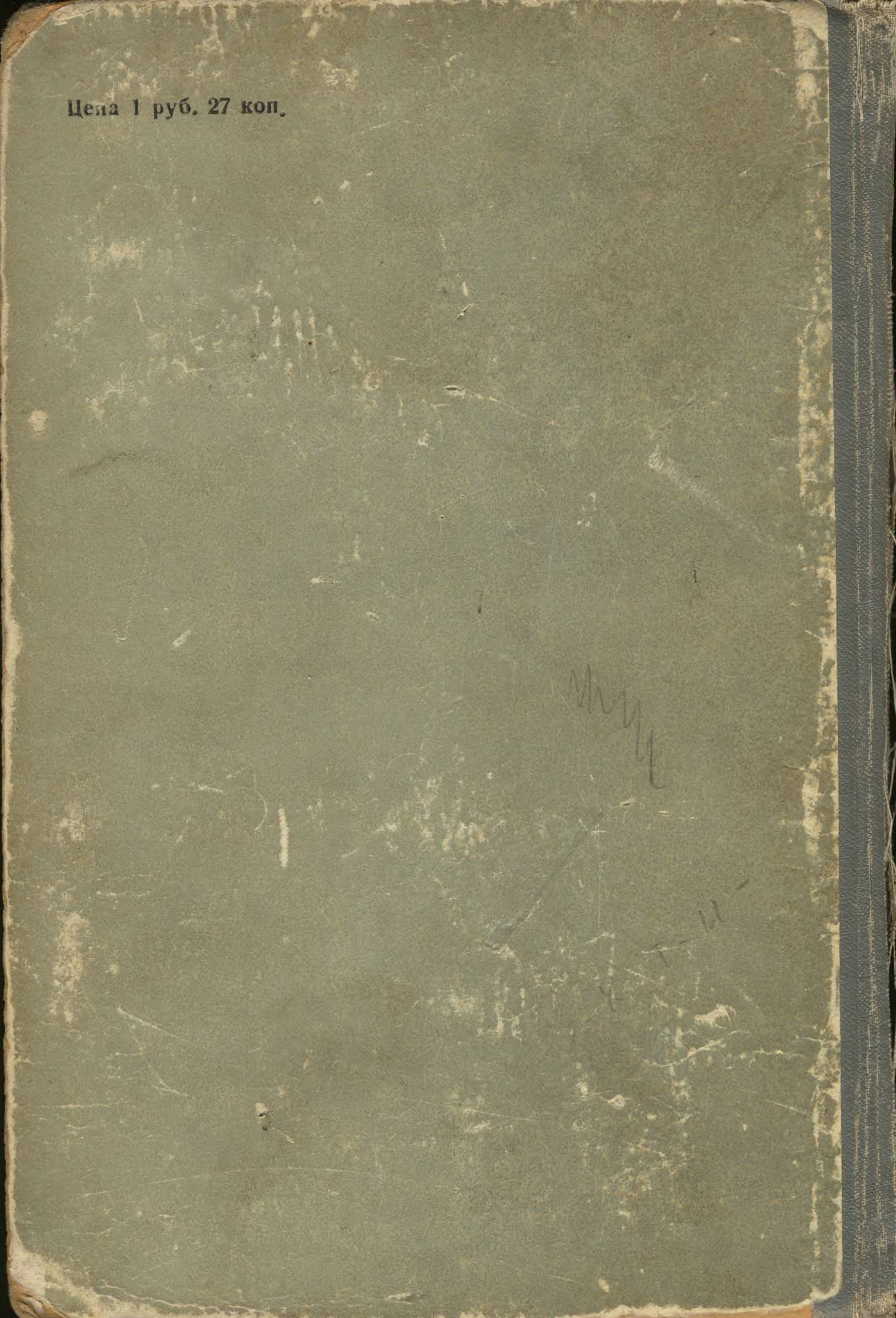
Художник *Яценко Л. А.*

Технический редактор *Р. К. Цал* Корректор *Л. Ф. Ежова*

Сдано в набор 17 IV 1961 г. Подписано к печати 18/VIII 1961 г. Формат бумаги 60×90 1/16.
Печ. л. 22,75 (1 вкл.) Уч.-изд. л. 22,4 Изд. № 845-60 М-08515 Тираж 7300 экз. Цена 1 руб. 27 коп.
Заказ № 3140

Судпромгиз, Ленинград, ул. Дзержинского, 10.

Типография № 4 УПП Ленсовнархоза. Ленинград, Социалистическая, 14.


Цена 1 руб. 27 коп.